Der Anteil der Stratosphäre an den Luftdruckschwankungen am Erdboden

auf Grund der Theorie der singulären Advektion erster Ordnung

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
genehmigt von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin

von

Fritz Lucht
aus Bergen

Tag der Promotion: 4. September 1940
Tag der mündlichen Prüfung: 13. März 1940

Druck: F. Mitzlaff / Hofbuchdruckerei in Rudolstadt i. Thür.

N 20

Referenten: Dr. H. Ertel

Professor Dr. A. Defant

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

INHALTSVERZEICHNIS.

Seite

Einleitung 5

I. Theorie der singulären Advektion erster Ordnung 6

II. Die Tropopause 13

III. Bewegung und Steuerung 16

IV. Bemerkungen zur Untersuchungsmethode 18

V. Untersuchungen an Zyklonen 19

1.) 16. 8. 1937 19

2.) 12. 4. 1933 22

3.) 12. und 13. 10. 1932 24

4.) 12. 4. 1912 29

VI. Die steuernde Tropopausenmulde 31

1.) 15., 16. und 17. 12. 1937 31

2.) 20. 8. 1937 35

3.) 2., 3. und 4. 11. 1910 37

VII. Über die Anwenduug der Theorie auf Hochdruckgebiete 42

1.) 10. und 11. 8. 1932 43

2.) 15. 9. 1932 48

3.) 15. und 16. 6. 1927 49

4.) 2., 3. und 4. 10. 1912 53

VIII. Zusammenfassung 59

IX. Literaturverzeichnis 61

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550812_0014

EINLEITUNG.

Die Erkenntnis von dem Einfluß der Stratosphäre auf die atmosphärische Dynamik hat sich in den letzten Jahren immer mehr durchgesetzt. Noch kann man ihre volle Bedeutung nicht abschätzen. Das weite Feld der Tatsachen und Theorien, das H. Ertel 1931[9]) aufzeigen konnte, ist nicht kleiner geworden. Auch der Kampf um die grundsätzliche Berechtigung der deutschen Auffassung, daß die Stratosphäre im Mittelpunkt des Wettergeschehens stehe, der die norwegische Meinung, die sich in der Polarfronttheorie dokumentiert, gegenübersteht, ist noch nicht völlig zur Ruhe gekommen. Ich will auf diese Gegensätze nicht eingehen, sie sind von Baur kurz und klar dargestellt worden[14]). Die vorliegende Arbeit will mit Hilfe einer neuen, aus der stratosphärischen Betrachtungsweise stammenden Theorie, das alte Problem der Luftdruckschwankungen einer Lösung zuführen helfen.

H. Ertel hat in mehreren Arbeiten (s. Literaturverzeichnis) den Beweis erbracht, daß man mit Hilfe der singulären Advektion imstande ist, die unperiodischen Luftdruckschwankungen völlig ausreichend zu erklären. Der „Sitz" der Luftdruckänderungen ist demnach an der Stratosphärenbasis und in der unteren Troposphäre zu suchen, wo Diskontinuitäten auftreten, die Unstetigkeiten des Impulsdichtefeldes zur Folge haben. Diese Theorie steht in Übereinstimmung mit H. v. Fickers Auffassung von den primären und sekundären Druckschwankungen. Der folgenden Untersuchung liegt die von H. Ertel kürzlich[1]) entwickelte Theorie der singulären Advektion erster Ordnung zugrunde. In dieser Theorie wird der Tropopause, der größten und stets vorhandenen Diskontinuitätsfläche erster Ordnung, eine besondere Stellung eingeräumt, insofern, als die durch sie hervorgerufene singuläre Advektion die Bodendruckschwankungen ausreichend erklärt. Indem alle in der Stratosphäre sonst noch vorhandenen Singularitäten nicht berücksichtigt werden, kann mit Hilfe der singulären Advektion erster Ordnung der Anteil der Stratosphäre an den Bodendruckschwankungen erfaßt werden.

I. THEORIE DER SINGULÄREN ADVEKTION 1. ORDNUNG.

In der folgenden Darstellung der Theorie halte ich mich an die von H. Ertel[1, 2, 3, 4, 5]) gegebenen Ableitungen.

Der Luftdruck an einem Punkte der Erdoberfläche ist bekanntlich gleich dem Gewicht der darüber lagernden Luftsäule:

$$1) \qquad p = \int_0^\infty g \varrho \, dz.$$

Zeitliche Luftdruckänderungen,

$$2) \qquad \frac{\partial p_0}{\partial t} = g \int_0^\infty \frac{\partial \varrho}{\partial t} dz,$$

sind demnach dann zu beobachten, wenn in der betrachteten Luftsäule vom Querschnitt Eins lokale Massenänderungen eintreten. Diese wiederum sind die Folge einer horizontalen Luftmassenverschiebung, die man Advektion nennt. Träger dieses Massentransportes ist der geostrophische Wind, dessen horizontale Komponenten v_x, v_y bei beschleunigungsfreien Bewegungen und Vernachlässigung der Reibung folgendermaßen geschrieben werden können[10]):

$$3) \qquad 2\omega \sin\varphi \, v_x = +\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial y}; \qquad 2\omega \sin\varphi \, v_y = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial x},$$

mit $\lambda = 2\omega \sin\varphi$ ergibt sich:

$$4) \qquad +\lambda \varrho v_x = -\frac{\partial p}{\partial y}; \qquad -\lambda \varrho v_y = -\frac{\partial p}{\partial x}.$$

Diese Gleichungen kann man auch bei der Untersuchung nichtstationärer Druckfelder verwenden.

Betrachtet man die Verschiebung eines Teilchens im stationären und beschleunigungsfreien Windfeld, so gilt die bekannte Kontinuitätsgleichung:

$$5) \qquad \frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial \varrho v_x}{\partial x} + \frac{\partial \varrho v_y}{\partial y} + \frac{\partial \varrho v_z}{\partial z} = 0.$$

Aus der statischen Grundgleichung:

$$6) \qquad \frac{\partial p}{\partial z} = -g\varrho$$

in Verbindung mit der Kontinuitätsgleichung erhält man für die Bodendruckänderung die Gleichung:

$$7) \qquad \frac{\partial p_0}{\partial t} = -g \int_0^\infty \left(\frac{\partial \varrho v_x}{\partial x} + \frac{\partial \varrho v_y}{\partial y} \right) dz,$$

wenn man berücksichtigt, daß für $z = 0$ auch $v = 0$ ist.

Setzt man nun die Gleichungen für den geostrophischen Wind (4) in Gleichung (7) ein, dann erhält man das Ergebnis:

$$8) \qquad \frac{\partial p_0}{\partial t} = 0$$

(vgl. 11, S. 442).

H. Ertel[3]) hat nun gezeigt, daß dieses Resultat nur auf Grund der Voraussetzung zustande kommt, daß der Impulsdichtevektor:

9) $$\mathfrak{i} \equiv (\varrho v_x, \varrho v_y, \varrho v_z)$$

stetig bleibt. Wenn aber an Diskontinuitäten Unstetigkeiten des Impulsdichtevektors auftreten, dann ist die Voraussetzung, welche zu dem obigen Ergebnis führt, nicht mehr erfüllt und

10) $$\frac{\partial p_0}{\partial t} \neq 0.$$

Den Vorgang der Advektion an Unstetigkeitsflächen, Singularitäten, Fronten usw., wozu auch die Tropopause gehört, wie weiter unten gezeigt werden soll, will ich an der von H. Ertel entworfenen Figur erklären.

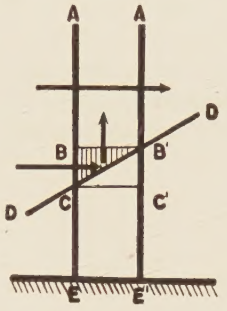

Abb. 1. Zur Erklärung der singulären Advektion. (Nach H. Ertel.)

E A E'A' sei eine vertikale Luftsäule vom Querschnitt Eins. Diese wird von der Diskontinuitätsfläche D D durchsetzt. In dem Raum oberhalb und unterhalb der Singularität gilt die Gleichung (6); denn hier ist die Voraussetzung, daß der Impulsdichtevektor stetig sei, erfüllt. Man erkennt an der Figur, daß bei geostrophischem Wind die auf der Seite E A eintretende Masse M gleich der auf der gegenüberliegenden Seite E'A' austretenden Masse M' sein muß. Oberhalb B B' und unterhalb C C' (bis zur Gradientwindhöhe über Grund) ist also:

11) $$\frac{\partial \varrho v_x}{\partial x} + \frac{\partial \varrho v_y}{\partial y} = 0.$$

Die in den eben genannten Teilen der Luftsäule herrschende freie oder reguläre Advektion kann keinen Beitrag zur Bodendruckänderung liefern.

Tritt aber an der Diskontinuität ein Sprung des Impulsdichtevektors ein, dergestalt, daß die durch die Fläche C B in das Prisma C B B' eintretende Masse m_{+0} (oberhalb der Diskontinuität) infolge Vertikalbewegung in der Säule verbleibt, indem sie durch die Fläche B B' das Prisma verläßt, so tritt ein Massenzuwachs in der Säule ein und demzufolge eine Änderung des Bodendruckes um den Betrag $m \times g$. Ein ähnlicher Vorgang kann in dem Prisma C C' B' stattfinden, indem durch die Fläche C' B' die Masse m_{-0} (unterhalb der Diskontinuitätsfläche) ein- oder austritt.

Das Druckäquivalent der singulären, an einer Unstetigkeitsfläche auftretenden Advektion ist dann:

12) $$(m_{+0} \pm m_{-0}) \cdot g.$$

Da man mit Diskontinuitätsflächen in der Atmosphäre immer rechnen muß, wird die Gleichung (7) um den Betrag der singulären Advektion erweitert werden müssen.

Um die Kontinuitätsgleichung integrieren zu können, bildet man die horizontalen Strompomponenten x und y (x, y= horizontale Koordinaten eines Kartesischen Rechtssystems).

13)
$$S_x = \int_0^\infty \varrho v_x \, dz,$$
$$S_y = \int_0^\infty \varrho v_y \, dz.$$

Nun kann man den durch jede der beiden horizontalen Komponenten in der betrachteten Säule gelieferten Massenzuwachs berechnen aus der Differenz des auf der einen Seite in der Zeiteinheit eintretenden Massenflusses und dem auf der gegenüberliegenden Seite wieder austretenden Massenfluß.

Die x-Komponente liefert:

14)
$$-\frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty \varrho v_x \, dz$$

und die y-Komponente:

15)
$$-\frac{\partial}{\partial y}\int_0^\infty \varrho v_y \, dz.$$

Mit (14) und (15) erhält die Gleichung (7) die folgende Form:

16)
$$\frac{\partial}{\partial t}\int_0^\infty \varrho \, dz + \frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty \varrho v_x \, dz + \frac{\partial}{\partial y}\int_0^\infty \varrho v_y \cdot dz = 0.$$

Wir betrachten jetzt speziell die Tropopause als Diskontinuitätsfläche, die durch die Gleichung:

17)
$$z = H(x, y, t)$$

gegeben ist. Dabei wird angenommen, daß man die Tropopause als Diskontinuitätsfläche erster Ordnung nach der Hadamardschen Klassifikation auffassen kann mit einem Sprung des Wind- und Temperaturgradienten (S. 12, S. 105; 43, S. 483). Es lassen sich aber auch Beispiele finden, die zeigen, daß die Tropopause stellenweise eine Diskontinuitätsfläche nullter Ordnung darstellt, an der Wind und Temperatur selber sprunghafte Änderungen erfahren (vgl. 14).

Bei der Annahme, daß die Tropopause eine Diskontinuitätsfläche erster Ordnung sei, bleibt der Impulsdichtevektor stetig:

18)
$$[\varrho \mathfrak{v}] = (\varrho \mathfrak{v})_{-0} - (\varrho \mathfrak{v})_{+0} = 0$$

(+0, — 0 bezeichnen die Funktionswerte oberhalb und unterhalb der Tropopausenfläche). Nur die ersten Ableitungen nach z zeigen von Null verschiedene Sprungwerte:

19)
$$\left[\frac{\partial \varrho v_x}{\partial z}\right] = \left(\frac{\partial \varrho v_x}{\partial z}\right)_{-0} - \left(\frac{\partial \varrho v_x}{\partial z}\right)_{+0}$$
$$\left[\frac{\partial \varrho v_y}{\partial z}\right] = \left(\frac{\partial \varrho v_y}{\partial z}\right)_{-0} - \left(\frac{\partial \varrho v_y}{\partial z}\right)_{+0}.$$

Die Kontinuitätsgleichung wird jetzt zerlegt, indem man einmal über $\int_0^H$ integriert und weiter über $\int_H^\infty$.

20)
$$\frac{\partial}{\partial t}\int_0^\infty \varrho\, dz + \frac{\partial}{\partial x}\int_0^H \varrho v_x\, dz + \frac{\partial}{\partial y}\int_0^H \varrho v_y\, dz + \frac{\partial}{\partial x}\int_H^\infty \varrho v_x\, dz + \frac{\partial}{\partial y}\int_0^\infty \varrho v_y\, dz = 0.$$

Wegen (19) wird Gleichung (20) partiell integriert, was an dem Term $\int_0^H \varrho v_x\, dz$ durchgeführt werden soll.

$$\int_0^H \varrho v_x\, dz = (\varrho v_x) z \Big|_0^H - \int_0^H z \left(\frac{\partial \varrho v_x}{\partial z}\right) \cdot dz$$
$$= (\varrho v_x)_{-0} H - \int_0^H z \left(\frac{\partial \varrho v_x}{\partial z}\right) \cdot dz.$$

Entsprechend ergibt sich für den Term $\int_H^\infty \varrho v_x \cdot dz$
$$= -(\varrho v_x)_{+0} H - \int_H^\infty z \left(\frac{\partial \varrho v_x}{\partial z}\right) dz.$$

Beide Ausdrücke addiert ergeben:
$$\int_0^H \varrho v_x\, dz + \int_H^\infty \varrho v_x\, dz = -\int_0^H z \left(\frac{\partial \varrho v_x}{\partial z}\right) dz - \int_H^\infty z \left(\frac{\partial \varrho v_x}{\partial z}\right) dz.$$

In derselben Weise werden auch die Terme mit y behandelt. Man erhält schließlich:

21)
$$\frac{\partial}{\partial t}\int_0^\infty \varrho\, dz - \frac{\partial}{\partial x}\int_0^H z \left(\frac{\partial \varrho v_x}{\partial z}\right) dz - \int_H^\infty z \left(\frac{\partial \varrho v_x}{\partial z}\right) dz$$
$$- \frac{\partial}{\partial y}\int_0^H z \left(\frac{\partial \varrho v_y}{\partial z}\right) dz - \frac{\partial}{\partial y}\int_H^\infty z \left(\frac{\partial \varrho v_y}{\partial z}\right) dz = 0.$$

Nach einer kleinen Umstellung folgt hieraus:

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}\int_0^\infty \varrho\,dz &= \frac{\partial}{\partial x}\int_0^H z\left(\frac{\partial \varrho v_x}{\partial z}\right)dz + \frac{\partial}{\partial x}\int_H^\infty z\left(\frac{\partial \varrho v_x}{\partial z}\right)dz \\ &+ \frac{\partial}{\partial y}\int_0^H z\left(\frac{\partial \varrho v_y}{\partial z}\right)dz + \frac{\partial}{\partial y}\int_H^\infty z\left(\frac{\partial \varrho v_y}{\partial z}\right)dz.\end{aligned} \tag{22}$$

Die Differentiation ergibt:

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}\int_0^\infty \varrho\,dz &= \int_0^H \frac{\partial}{\partial x} z\left(\frac{\partial \varrho v_x}{\partial z}\right)dz + \int_H^\infty \frac{\partial}{\partial x} z\left(\frac{\partial \varrho v_x}{\partial z}\right)dz + \left[H\left(\frac{\partial \varrho v_x}{\partial z}\right)\right]_{-0}\frac{\partial H}{\partial x} \\ &- \left[H\left(\frac{\partial \varrho v_x}{\partial z}\right)\right]_{+0}\frac{\partial H}{\partial x} + \int_0^H \frac{\partial}{\partial y} z\left(\frac{\partial \varrho v_y}{\partial z}\right)\cdot dz + \int_H^\infty \frac{\partial}{\partial y} z\left(\frac{\partial \varrho v_y}{\partial z}\right)dz \\ &+ \left[H\left(\frac{\partial \varrho v_y}{\partial z}\right)\right]_{-0}\frac{\partial H}{\partial y} - \left[H\left(\frac{\partial \varrho v_y}{\partial z}\right)\right]_{+0}\frac{\partial H}{\partial y}.\end{aligned} \tag{23}$$

Nun ist:

$$g\cdot\frac{\partial}{\partial t}\int_0^\infty \varrho\,dz = \frac{\partial p_0}{\partial t}. \tag{24}$$

Mit (24) resultiert aus (23):

$$\begin{aligned}\frac{\partial p_0}{\partial t} &= g\cdot H\left\{\left(\frac{\partial \varrho v_x}{\partial z}\right)_{-0} - \left(\frac{\partial \varrho v_x}{\partial z}\right)_{+0}\right\}\frac{\partial H}{\partial x} \\ &+ g\cdot H\left\{\left(\frac{\partial \varrho v_y}{\partial z}\right)_{-0} - \left(\frac{\partial \varrho v_y}{\partial z}\right)_{+0}\right\}\frac{\partial H}{\partial y} \\ &+ g\int_0^\infty z\frac{\partial}{\partial z}\left\{\left(\frac{\partial \varrho v_x}{\partial x}\right) + \left(\frac{\partial \varrho v_y}{\partial y}\right)\right\}dz.\end{aligned} \tag{25}$$

Dies ist die Grundgleichung der Theorie der singulären Advektion erster Ordnung.

Nun hat H. Ertel bewiesen[1]), daß der Term

$$g\int_0^\infty z\frac{\partial}{\partial z}\left\{\left(\frac{\partial \varrho v_x}{\partial x}\right) + \left(\frac{\partial \varrho v_y}{\partial y}\right)\right\}dz$$

gewöhnlich klein ist gegenüber der tatsächlichen Bodendruckänderung und deshalb in erster Näherung vernachlässigt werden kann.

Außerdem haben neuere Untersuchungen ergeben, daß die Turbulenz an der Stratosphärengrenze und darüber hinaus sehr groß ist[15], [16]). Infolge der auftretenden Turbulenzreibung ist anzunehmen, daß der Sprung der vertikalen Ableitung des Windes nicht zur Ausbildung gelangen wird. Sie kann aber die Entstehung eines echten Maximums der Windgeschwindigkeit nicht verhindern. Die Tatsache, daß der Wind im Niveau der Tropopause eine größere Geschwindigkeit besitzt als in der Umgebung derselben, ist sehr oft

bestätigt worden. Bei der nachfolgenden Diskussion der von mir untersuchten Fälle werden auch einige Beispiele angeführt.

Berücksichtigt man diesen Umstand, dann muß an der Tropopause eine vertikale Tangente der Windgeschwindigkeit vorhanden sein, derzufolge

$$26) \qquad \frac{\partial v_x}{\partial z} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial v_y}{\partial z} = 0$$

sein müssen.
Dadurch wird der Charakter der Tropopause als Diskontinuitätsfläche erster Ordnung nicht betroffen.

Zerlegt man nun

$$27) \qquad \begin{aligned} &\left[\frac{\partial \varrho v_x}{\partial z}\right] \quad \text{in} \quad \left[\frac{\partial \varrho}{\partial z}\right] \cdot v_x \quad \text{und} \\ &\left[\frac{\partial \varrho v_y}{\partial z}\right] \quad \text{in} \quad \left[\frac{\partial \varrho}{\partial z}\right] \cdot v_y, \end{aligned}$$

dann kann man Gleichung (25) in folgender Form schreiben:

$$28) \qquad \frac{\partial p_0}{\partial t} = g \cdot H \left[\frac{\partial \varrho}{\partial z}\right] \left\{ v_x \frac{\partial H}{\partial x} + v_y \frac{\partial H}{\partial y} \right\}.$$

Mit Hilfe der hydrodynamischen Bewegungsgleichungen

$$29) \qquad \begin{aligned} v_x &= -\frac{1}{\lambda \varrho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{b_y}{\lambda} \\ v_y &= +\frac{1}{\lambda \varrho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{b_x}{\lambda} \end{aligned}$$

($\lambda = 2\,\omega \sin \varphi$) kann v_x und v_y eliminiert werden. Durch Substitution von (29) in (28) erhält man

$$30) \qquad \begin{aligned} \frac{\partial p_0}{\partial t} = \frac{gH}{\lambda \varrho} \left[\frac{\partial \varrho}{\partial z}\right] &\left\{ \frac{\partial H}{\partial y} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial H}{\partial x} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \right\} \\ &+ \frac{1}{\lambda} \left\{ \frac{\partial H}{\partial x} \cdot b_y - \frac{\partial H}{\partial y} \cdot b_x \right\}. \end{aligned}$$

Nun ist

$$31) \qquad \ln p = \ln p_0 - \int_0^z \frac{dz}{RT}.$$

Mit (31) und indem man gleichzeitig

$$32) \qquad \frac{1}{\varrho} \left[\frac{\partial \varrho}{\partial z}\right] = \left[\frac{\partial \ln \varrho}{\partial z}\right]$$

setzt, erhält man Gleichung (30) in der Form:

$$33) \qquad \begin{aligned} &\frac{\partial p_0}{\partial t} + \frac{g \cdot H}{\lambda} \left[\frac{\partial \ln \varrho}{\partial z}\right] \left(\frac{p}{p_0}\right) \left(\frac{\partial H}{\partial x} \cdot \frac{\partial p_0}{\partial y} - \frac{\partial H}{\partial y} \cdot \frac{\partial p_0}{\partial x} \right) \\ &= \frac{g \cdot H \cdot p}{\lambda R} \left[\frac{\partial \ln \varrho}{\partial z}\right] \frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \int_0^z \frac{dz}{T} - \frac{\partial H}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^z \frac{dz}{T} \\ &+ \frac{1}{\lambda} \left\{ \left(\frac{\partial H}{\partial x} b_y - \frac{\partial H}{\partial y} \cdot b_x \right) \right\}. \end{aligned}$$

H. Ertel hat den letzten Term der Gleichung (33) vernachlässigt. Er hat auch bewiesen, daß dies zulässig ist (12, S. 118), weil die hydrodynamischen Bewegungsgleichungen (29) in undifferenzierter Form verwendet werden und dann $\frac{b_x}{\lambda}$ und $\frac{b_y}{\lambda}$ klein sind gegenüber dem ersten Term in (29).

Durch Einführung der Geschwindigkeiten

$$34) \qquad \begin{aligned} c_x &= -\frac{g \cdot H}{\lambda}\left[\frac{\partial \ln \varrho}{\partial z}\right]\left(\frac{p}{p_0}\right)\frac{\partial H}{\partial y} \\ c_y &= +\frac{g \cdot H}{\lambda}\left[\frac{\partial \ln \varrho}{\partial z}\right]\left(\frac{p}{p_0}\right)\frac{\partial H}{\partial x} \end{aligned}$$

resultiert aus (33), wenn man gleichzeitig die rechte Seite gleich N setzt:

$$35) \qquad \frac{\partial p_0}{\partial t} + c_x \frac{\partial p_0}{\partial x} + c_y \frac{\partial p_0}{\partial y} = N.$$

Legt man das Koordinatensystem derart, daß die X-Achse in die Richtung der Isohypsen der Topographie der Tropopause fällt, dergestalt, daß die größeren Höhen der Tropopause zur Rechten bleiben, und die Y-Achse in die Richtung des Gradienten derselben weist, dann wird

$$36) \qquad \begin{aligned} c_x &> 0 \\ c_y &= 0. \end{aligned}$$

Gleichung (33) lautet nunmehr:

$$37) \qquad \frac{\partial p_0}{\partial t} + c_x \frac{\partial p_0}{\partial x} = N.$$

N umfaßt alle Glieder, die keine Druckgradienten enthalten und bestimmt die „Neubildung". Die linke Seite enthält die Bewegung der Luftdrucksituation. Ist keine Neubildung vorhanden, dann wird die rechte Seite Null und man erhält aus (32) eine Gleichung für die Bewegung der isobarischen Gebilde.

$$38) \qquad c_x = -\frac{g \cdot H}{\lambda}\left[\frac{\partial \ln \varrho}{\partial z}\right]\left(\frac{p}{p_0}\right)\frac{\partial H}{\partial y}.$$

Nun ist:

$$39) \qquad \frac{\partial \ln \varrho}{\partial z} = \frac{1}{\varrho}\frac{\partial \varrho}{\partial z} = -\frac{1}{T}\left(\frac{g}{R} - \alpha\right),$$

worin α den vertikalen Temperaturgradienten darstellt:

$$40) \qquad \alpha = -\frac{\partial T}{\partial z}.$$

Mit Hilfe von Gleichung (39) errechnet man die Sprungwerte des Temperaturgradienten:

$$41) \qquad \begin{aligned} \left(\frac{\partial \varrho}{\partial z}\right)_{-0} &= -\frac{\varrho}{T}\frac{g}{R} + \frac{\varrho}{T}\alpha_{-0} \\ \left(\frac{\partial \varrho}{\partial z}\right)_{+0} &= -\frac{\varrho}{T}\frac{g}{R} + \frac{\varrho}{T}\alpha_{+0} \\ \left(\frac{\partial \varrho}{\partial z}\right)_{-0} - \left(\frac{\partial \varrho}{\partial z}\right)_{+0} &= +\frac{\varrho}{T}(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}). \end{aligned}$$

Daraus folgt:

42) $$\left[\frac{\partial \ln \varrho}{\partial z}\right] = \frac{1}{T}(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}).$$

Durch Einsetzen von (42) in (34) erhält man schließlich:

43) $$c = -\frac{g \cdot H}{\lambda} \cdot \frac{1}{T}(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}) \cdot \frac{p_H}{p_0} \cdot \frac{\partial H}{\partial y}.$$

Hierin bedeuten:

g = Schwerebeschleunigung
H = Höhe der Tropopause
$\lambda = 2\omega \sin \varphi$
T = absolute Temperatur
$(\alpha_{-0} - \alpha_{+0})$ = Temperaturgradientensprung
p_H = Luftdruck im Niveau der Tropopause
p_0 = Bodendruck
$\frac{\partial H}{\partial y}$ = Neigung der Tropopause.

Mit Hilfe der Gleichung (43) ist man imstande, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Zyklonen und Antizyklonen zu berechnen, während die Richtung des Geschwindigkeitsvektors in der dynamischen Topographie der Tropopause die Zugrichtung der Druckgebilde angibt, indem gemäß der aus (34) folgenden Gleichung

$$c_x \frac{\partial H}{\partial x} + c_y \frac{\partial H}{\partial y} = 0$$

die Zugrichtung den dynamischen Isohypsen der Tropopause parallel ist, wobei auf der Nordhemisphäre die hohe Lage der Tropopause auf der rechten Seite der Bewegungsrichtung liegt.

II. DIE TROPOPAUSE.

Die Grenze zwischen Troposphäre und Stratosphäre ist eine Diskontinuitätsfläche erster Ordnung, an der die ersten Ableitungen des Windes und der Temperatur nach der Höhe sprunghafte Änderungen aufweisen[13]). Der besondere Charakter des Windsprunges an der Tropopause ist schon bei der Darstellung der Theorie berücksichtigt worden. Was den Temperatursprung anbetrifft, der die Tropopause kennzeichnen soll, so zeigen die Temperaturhöhenkurven sehr oft mehrere Sprünge, die auf mehrere Inversionen hindeuten. Eine derartige Schichtung wird von Bjerknes als multiple Tropopause bezeichnet[19, S. 15]). Zuweilen ist nur ein allmählicher Übergang aus der Troposphäre in die Stratosphäre festzustellen, ohne besonders deutlichen Temperaturgradientensprung. Schmaußß hat die Formen der Temperaturzustandskurve beim Übergang in die Stratosphäre näher untersucht und vier Typen aufgestellt[44]), auf die ich aber nur hinweisen will.

Die Stratosphärengrenze stellt in vielen Fällen eine Schicht endlicher Dicke dar, die Schwankungen unterliegt. Diese mit Substratosphäre be-

zeichnete Schicht ist nichts anderes als eine Übergangszone, die oft mehrere Kilometer dick sein kann.

Die Auffindung des charakteristischen Punktes in der Temperaturzustandskurve, der den Übergang in die Stratosphäre einwandfrei kennzeichnet, bereitet oft große Schwierigkeiten und ist in einzelnen Fällen gar nicht möglich. Im allgemeinen ist im Falle einer doppelten Tropopause die obere Inversion besser entwickelt für den Fall, daß das ganze System gehoben ist. Im umgekehrten Falle ist die untere Inversion deutlicher.

Das „Meteorological Office" in London hat zur Bestimmung des Endes der Troposphäre, von den Engländern Tropopause genannt, folgende Anleitung gegeben[21. III, S. 219)].

„1. Wenn die Stratosphäre mit einer Inversion beginnt, ist die Tropopause gegeben durch die Höhe des ersten Punktes mit dem Temperaturgradienten 0.

2. Wenn die Stratosphäre mit einem plötzlichen Übergang zu einem Gradienten von weniger als 2^0 auf 1 km ohne Inversion beginnt, ist der Anfang der Tropopause die Höhe des plötzlichen Überganges.

3. Wenn keine solche Änderung des Temperaturgradienten vorhanden ist, ist der Beginn der Tropopause derjenige Punkt, wo die mittlere Temperaturabnahme auf 1 km 2^0 oder weniger wird, vorausgesetzt, daß die Temperaturabnahme in keiner der darüberliegenden Schichten wieder 2^0 überschreitet.

Bei hoher Lage der Inversion, besonders in einer Antizyklone und auf der Rückseite der Depression, erfolgt der Übergang in die Temperaturkurve der oberen Inversion am raschesten."

Die schematische Anwendung dieser Regeln wird sicher nicht in allen Fällen zum Ziel führen. Ich habe von der zweiten und dritten Regel nur dann Gebrauch gemacht, wenn sie vernünftige Werte lieferten, was nicht immer der Fall war. Am sichersten wird die Höhe der Tropopause dann erkannt, wenn an der Stelle der Inversion gleichzeitig die tiefste Temperatur des jeweiligen Aufstieges gemessen wird. Das ist tatsächlich auch sehr oft der Fall.

Eine weitere Methode zur Bestimmung der Tropopause hat J. R e g e r [17]) gegeben. Er hat den Vorschlag gemacht, die Tropopause durch einen bestimmten Wert der potentiellen Temperatur festzulegen. Er nimmt $T_p = 381^0$ als Charakteristikum für den Beginn der Stratosphäre an. Den Teil, der unterhalb der durch diese Temperatur gekennzeichneten Höhe liegt, nennt er Substratosphäre. Man sieht, daß die Stratosphärengrenze nach der R e g e r schen Definition eine Isotherme darstellt und demzufolge ein ganz anderes Bild ergeben muß als das, was man mit Hilfe der äerologischen Aufstiege gewonnen hat. Das wird besonders deutlich, wenn man den Verlauf der Tropopause über der Erde nach der R e g e r schen Darstellung mit der von Shaw gegebenen vergleicht. R e g e r fand z. B. die Höhe der Tropopause über den Polen zu 12 300 m mit einer Temperatur von — 38^0 C. Dieses Ergebnis ist mit den von Palmén gemachten Feststellungen[18]) nicht zu vereinbaren.

Die Regersche Auffassung kann bei der vorliegenden Untersuchung nicht zur Anwendung kommen. Ich erwähne sie nur, weil auch J. Bjerknes und Palmén die potentielle Temperatur bei der Bestimmung des charakteristischen Punktes zugrunde gelegt und gefunden haben, daß sie bei der Untersuchung von Serienaufstiegen relativ konstant ist, während die Höhe der Tropopause variiert[19, S. 16]. Es kommt hinzu, daß Temperaturangaben aus Höhen über 12 km sehr mit Mißtrauen betrachtet werden müssen. Nach Hann-Süring (a. a. O.) haben sie im allgemeinen nur den Charakter von Vermutungen.

Eine weitere Fehlerquelle kann m. E. dadurch entstehen, daß der Registrierballon eine Cirrusdecke durchstößt. Eiskristalle sind imstande, sowohl nachts als auch am Tage die benachbarte Luft abzukühlen. Die Wolken-Wassertröpfchen dagegen absorbieren die kurz- und langwellige Strahlung. Ihre Oberfläche ist am Tage demzufolge wärmer als die umgebende Luft, nachts umgekehrt. Dadurch entsteht eine Wolkeninversion, die jedoch nicht die gleiche Intensität wie die Bodeninversion erreicht, weil durch die Kondensation und das Absinken der abgekühlten Luftmassen keine größere Temperaturerniedrigung eintreten kann[28]). Ich glaube, daß diese Inversion eine Tropopause in 6—7000 m Höhe vortäuschen kann, die in Wirklichkeit viel höher liegt.

Was die vertikalen Schwankungen der Tropopause anbetrifft, so vertritt E. Palmén den Standpunkt: „Die genaue Analyse der Aufstiegskurven macht es doch wahrscheinlich, daß die Tropopause nicht stetig von dem Gebiet der Zyklone ins Gebiet der Antizyklone übergeht, sondern daß hierbei eine Neubildung der Tropopause in höherem Niveau mit gleichzeitiger Degeneration der niedrigeren Tropopause stattfindet. In einem zonalen Vertikalschnitt durch die Störung müßte die Tropopause somit den Charakter von zwei oder mehreren verschiedenen Kurven, die nicht ineinander stetig übergehen, aufweisen[20, S. 17/18].“ Diese Art der multiplen Tropopause hat Palmén als „blättrige Struktur“ bezeichnet. Er vertritt weiter die Ansicht, daß die Tropopause keine Schwingungen ausführe „wie eine richtige Fläche“, sondern daß sie sich stets neu bildet, bei steigendem Druck im höheren Niveau, bei fallendem Druck im tieferen Niveau[11]).

Es ist sehr wohl denkbar, daß die Tropopause keine „beständige Grenzfläche“ darstellt, die auch bei einer Deformation aus denselben Partikeln gebildet wird (die sogenannte „substantielle“ oder „partikelkonstante“ Tropopause). H. Ertel hat schon auf die „partikelvariable“ Tropopause und ihre Bedeutung in der Meteorologie hingewiesen[4, S. 15].

Unabhängig davon ist die Vorstellung von der Tropopause als einer einheitlichen, geschlossenen Grenzfläche, die auch Schwankungen in vertikaler Richtung ausführen kann, ohne daß ihr Zusammenhang dabei zerstört wird. In einzelnen Fällen, etwa über einem Tropopausentrichter, kann sich in größeren Höhen eine neue Grenzfläche ausbilden, so daß eine Zeitlang zwei Tropopausen ohne kontinuierlichen Übergang vorhanden sein können. Wenn in höherem Niveau weitere Inversionen auftreten, die eine multiple Tropopause anzudeuten scheinen, so handelt es sich um Diskontinuitäten von geringerer Ausdehnung. Es ist anzunehmen, daß ihre Entstehung durch

die neueren Forschungsergebnisse über die Turbulenz in der Stratosphäre, die einige bisher gültige Anschauungen in Frage gestellt haben, geklärt wird.

Faßt man mit V. Bjerknes die durchschnittliche Neigung und Temperatur der Substratosphäre als einen dynamischen Gleichgewichtszustand allgemein atmosphärischer Zirkulation auf, so muß bei Störung der Zirkulation eine andere Gleichgewichtslage eintreten, dergestalt, daß Höhe und Temperatur der Tropopause sich änderen. Es wird hierbei vorausgesetzt, daß die Höhenlage der Stratosphäre nicht durch die Strahlungsverhältnisse, jedenfalls nicht ausschließlich durch diese, bedingt ist. So erklärt Palmén die tiefe Lage der Tropopause über einer Zyklone mit einem dynamischen Saugeffekt, während die hohe Lage über einer Antizyklone als ein dynamischer Hebungseffekt zu erklären ist. In gleicher Weise müssen aber auch horizontale Massenverschiebungen bei den Temperatur- und Höhenveränderungen beteiligt sein.

Die Höhenlage der Tropopause ist nach der Herkunft der Hochdruckgebiete sehr verschieden. Es ist jedenfalls nicht allgemein gültig, daß die Stratosphärengrenze in großen Höhen mit tiefer Temperatur zu finden ist. Das ist nur bei subtropischen Antizyklonen der Fall, hier liegt die Stratosphärengrenze im Mittel bei 11,8 km mit — 65°. In polaren Antizyklonen dagegen ist sie bereits in 8—9 km mit — 45° anzutreffen[22]). Im Verlauf der allmählichen Transformation der polaren Luftmassen tritt auch eine Erwärmung der oberen Troposphärenschichten ein, wodurch die Tropopause in größere Höhen gehoben wird.

III. BEWEGUNG UND STEUERUNG.

Die Bewegung der Zyklonen und Antizyklonen ist vielfach untersucht worden und hat zur Aufstellung von Regeln geführt (van Bebber, Guilbert, Köppen u. a.), die zum Teil den Anteil der Stratosphäre an der Wanderung der troposphärischen Luftmassen enthalten, wenn man versucht, sie mit Hilfe der neueren Forschungsergebnisse zu erklären.

Hesselberg fand die Übereinstimmung der Cirrusbewegung mit der Zugrichtung einer Zyklone. Diese Regel wurde von Palmén dahin ergänzt, daß sie nur Gültigkeit hat, wenn man die Cirrusbewegung über dem Warmsektor oder dem Zentrum der Zyklone beobachten kann.

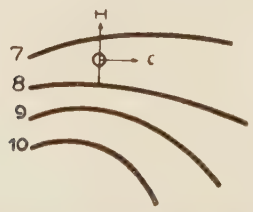

Abb. 2. Zur Erklärung der Bewegung von Luftdruckgebilden nach der Theorie der singulären Advektion 1. Ordnung.

Wie man sich die Wanderung einer Zyklone, vielmehr die Vorausbestimmung ihrer Bahn auf Grund der Theorie der singulären Advektion erster Ordnung, vorstellen soll, möge an Abb. 2 erklärt werden.

Die Grundlage der Vorhersage bildet die Topographie der Tropopause. Abb. 2 zeigt die schematische Darstellung eines Teiles derselben. Will man die Bewegung der in einem bestimmten Zeitpunkt an der Stelle 0 des Erdbodens herrschenden Luftdrucksituation

bestimmen, so zieht man durch 0 den Vektor H, der senkrecht auf den Isohypsen der Tropopause stehen soll und errichtet senkrecht auf diesem im Punkte 0 den Bewegungsvektor C. Dieser gibt die Zugrichtung des Druckgebildes an, dergestalt, daß die größere Höhe der Tropopause zur Rechten bleibt. Aus dem Umstand, daß der Vektor H immer senkrecht auf den Isolinien stehen muß, ergibt sich von selbst, daß die weitere Bewegung der in einem früheren Zeitpunkt über 0 lagernden Luftmassen nur parallel zu den Isohypsen erfolgen kann.

Wegen der gleichmäßigen, im allgemeinen nur wenig gekrümmten Form der Isohypsen der dynamischen Tropopause müssen auch die Bahnen der Druckgebilde entsprechend verlaufen. Diese Tatsache findet ihre Bestätigung durch die von P a l m é n über die Bewegung der außertropischen Zyklonen angestellten Untersuchungen[24]). Verfolgt man die Bahn der Zyklonen mit asymmetrischem Temperaturaufbau, so zeigt sich, daß sie eine schnelle Bewegung ausführen auf einer fast geradlinigen oder ziemlich schwach gekrümmten Bahn. Die symmetrisch gebauten Zyklonen zeigen nur schwache Bewegung, ihre Bahnen sind unregelmäßig gekrümmt, oft treten Winkel oder sogar Schlingen auf. Nach P a l m é n wäre also die Bewegung als eine Funktion des Alters der Zyklone zu betrachten.

Was nun die Steuerung der isobarischen Gebilde anbetrifft, so sieht man an Abb. 2, daß sie durch den Gradienten der Tropopause gegeben ist. Da das Gefälle der Stratosphärenbasis auf der Nordhemisphäre nach Norden gerichtet ist, so wird damit gleichzeitig die vorherrschende westöstliche Strömungsrichtung auf der Nordhalbkugel erklärt. Wegen der ständigen Verformung der dynamischen Tropopause kann der Vektor H zeitweilig die verschiedensten Richtungen einnehmen. Sein absoluter Betrag ist jedesmal durch die Neigung der Diskontinuitätsfläche in [m/km] gegeben.

Ich glaube, daß in diesem Falle der Begriff „Steuerung" der in der meteorologischen Literatur so heftige Kontroversen ausgelöst hat, mit Recht verwendet werden darf. Der Begriff ist ja von H. v. F i c k e r folgendermaßen definiert: „Man kann ein System als ‚gesteuert' betrachten, wenn sich die Bewegung der zu dem System gehörigen Luftmassen nicht aus der Verteilung dieser Massen selbst und aus der durch diese Verteilung bewirkten Druckverteilung allein erklären läßt, sondern, wenn die Bewegung durch Vorgänge außerhalb des betrachteten Systems erzwungen wird[26, S. 8])."

Die Berechnung der Geschwindigkeit erfolgt nach der Gleichung (43). Man sieht, daß der Temperaturgradientensprung $(\alpha_{-0} - \alpha_{+0})$ und die Neigung der Tropopause den größten Einfluß auf das Rechnungsergebnis haben werden.

Bei der Ermittlung des Temperaturgradienten unterhalb und oberhalb der Tropopause kommt es darauf an, einen vernünftigen Abstand von der Grenzfläche zu wählen. Man ist dabei fast vollständig von den Höhenstufen des Aufstiegs abhängig. Wenn aber eine Wahl möglich war, dann habe ich darauf geachtet, daß zu beiden Seiten der Diskontinuität der gleiche Abstand genommen wurde. Dieser darf im allgemeinen 1000 m nicht überschreiten, während andererseits 100 m als die untere Grenze angesehen wurden. Die Angaben von Sealand sind durchweg sehr spärlich. Man ist bei dieser Station

nur in wenigen Fällen sicher, die Höhe der Tropopause auch wirklich zu erfassen.

Aus der Größe des Temperaturgradientensprunges, der sich in der Temperaturzustandskurve als mehr oder weniger scharfer Knick kenntlich macht, kann man schon über die Geschwindigkeit der isobarischen Gebilde Aussagen machen. Sogenannte Schnelläufer sind an einem scharfen Knick der Temperaturzustandskurve zu erkennen.

Die Berechnung des $\frac{\partial H}{\partial y}$ wurde schon erwähnt. Es ist klar, daß man wegen der geringen Zahl von Aufstiegen häufig bei der Berechnung der Neigung auf interpolierte oder extrapolierte Linien angewiesen ist. Da die Führung dieser Isolinien immer etwas unsicher sein wird, habe ich, so oft es möglich war, $\frac{\partial H}{\partial y}$ zwischen zwei Stationen genommen. Dabei ließ sich eine geringe Abweichung von der Forderung, daß der Vektor H senkrecht auf den Isolinien stehen soll, nicht immer vermeiden.

Es läßt sich keine Regel aufstellen, über welchen Raum sich im einzelnen Fall $\frac{\partial H}{\partial y}$ erstrecken soll. Das richtet sich im wesentlichen nach der Größe und Lage des Druckgebildes, dessen Geschwindigkeit man ermitteln will. Aus der an Hand der Tropopausentopographie festgestellten Bewegungsrichtung erkennt man auch, ob es möglich ist, $\frac{\partial H}{\partial y}$ über einen Raum zu erstrecken, der abseits von der Station liegt, deren Aufstiegswerte der numerischen Rechnung zugrunde gelegt werden sollen. Es kann auch der Fall eintreten, daß die Berechnung der Geschwindigkeit mit Hilfe eines Aufstieges erfolgen muß, der abseits des fraglichen Druckgebildes liegt. Das ist dann zulässig, wenn die Station, die den Aufstieg liefert, und das fragliche isobarische Gebilde in dem gleichen Strömungsband des Bewegungsfeldes liegen, was man an Hand der Topographie leicht feststellen kann. Das aber sind schon Maßnahmen, die man anwendet, wenn man nur größenordnungsmäßige Aussagen über die Geschwindigkeit machen will.

Palmén[12, S. 76)] hat auch die Frage beantwortet, wie sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Zyklonen bei Veränderung der Tiefe ändert. Er fand, daß die Geschwindigkeit durchschnittlich am größten ist bei Zyklonen, die sich vertiefen, am kleinsten bei solchen, die sich auffüllen, was durch die vorliegende Arbeit bestätigt werden kann.

Zwischen Fortpflanzungsgeschwindigkeit und Windstärke an der Tropopause scheint keine befriedigende Beziehung zu bestehen. Es ist aber festzustellen, daß die Geschwindigkeit des geostrophischen Windes größer ist als die der Druckgebilde.

IV. BEMERKUNGEN ZUR UNTERSUCHUNGSMETHODE.

Die größte Schwierigkeit bei Untersuchungen der vorliegenden Art besteht ja darin, daß genügend dicht gelegene Aufstiege fehlen, die zu dem gleichen synoptischen Termin gemacht sein müssen. Die Gleichzeitigkeit ist

bei vielen der später zu diskutierenden Fälle nicht vollständig. Weil ein rascher Wechsel der Wetterlage in kurzer Zeit erhebliche Änderungen der Tropopausenhöhe und der in diesem Punkt herrschenden Temperatur hervorrufen kann, so sind einzelne Rechnungen von vornherein mit einer gewissen Unsicherheit behaftet.

Bei der Auswahl des Materials wurde dieser Umstand berücksichtigt, dergestalt, daß alle Aufstiege mit einer Abweichung von mehr als 3 Stunden von dem synoptischen Termin ausgeschaltet wurden, obgleich keine Notwendigkeit vorliegt, gerade diese Zeitspanne als oberste Grenze anzusetzen. In einzelnen Fällen bin ich von diesem Grundsatz abgewichen, wenn festgestellt werden konnte, daß die Höhenänderung der Tropopause zwischen zwei aufeinanderfolgenden Aufstiegen geringfügig war. Eine weitere Voraussetzung bestand darin, daß der für die Untersuchung geeignet erscheinende Tag auch eine geeignete Wetterlage aufweisen mußte, die es gestattete, ein Druckgebilde mit Hilfe der gerade vorliegenden Aufstiege zu bestimmen. Aus diesem Grunde mußten viele Tage mit zahlreichen Aufstiegen verworfen werden.

Die Wetterkarten sind den Wetterberichten der Deutschen Seewarte entnommen. Zur Ergänzung habe ich die Berliner Wetterkarten benutzt, besonders die hierin veröffentlichten Vorhersagen.

P a l m é n hat schon darauf hingewiesen, daß es nicht sehr einfach ist, die Bahn einer Zyklone an Hand von Tageswetterkarten zu verfolgen. In besonderen Fällen sind deshalb zur besseren Orientierung die Karten der einzelnen Tagestermine mitgegeben worden. Soweit die Arbeit auf den synoptischen Karten fußt, muß man mit den ihnen anhaftenden Ungenauigkeiten rechnen.

Was das Zeichnen der dynamischen Topographie der Tropopause anbetrifft, so möchte ich bemerken, daß hierbei die lineare Interpolation nicht zur Anwendung kommen kann. Das Gefälle der Tropopause ist unregelmäßig, wie alle die Beispiele zeigen, bei denen die Neigung durch eine größere Anzahl von Aufstiegen genauer erfaßt werden kann. Man muß versuchen, zunächst eine Isopyhse genau festzulegen und wird dann den Verlauf der übrigen Isolinien der ersten zuordnen, dergestalt, daß ein System von gleichsinnig verlaufenden Isohypsen entsteht, die sich nicht schneiden. Berücksichtigt man das normale, nach Norden gerichtete Gefälle der Tropopause und daß die jeweilige Topographie nur mehr oder weniger große Abweichungen hiervon aufweisen kann, dann wird man den wahrscheinlichen Verlauf der Isolinien, auch wenn nur wenige Beobachtungen vorliegen, richtig treffen (vgl. 10, S. 367).

V. UNTERSUCHUNGEN AN ZYKLONEN.

1.) 16. 8. 1937.

Ich will den vorliegenden Tag dazu benutzen, die Anwendung der Theorie möglichst eingehend zu erläutern, damit bei den folgenden Fällen gewisse, immer wiederkehrende Überlegungen und Nebenrechnungen nicht mehr erwähnt zu werden brauchen.

Die Untersuchung betrifft das am Morgen des 16. 8. 1937 über Jütland liegende Tief (s. Wetterkarte Abb. 3). Ich verwende für diesen Tag die Breslauer Wetterkarte, weil auf diesen Karten das Ergebnis der Luftmassenanalyse eingetragen ist. Man kann also die Wanderung der einzelnen Luftkörper verfolgen, die am 16. 8. in der Umgebung der Depression vorhanden sind, und ist nicht allein auf das isobarische Gebilde der Zyklone angewiesen.

Die mit Hilfe der Aufstiegswerte entworfene Topographie der Tropopause zeigt Abb. 4. Die Darstellung fußt nur auf deutschen Aufstiegen[41]).

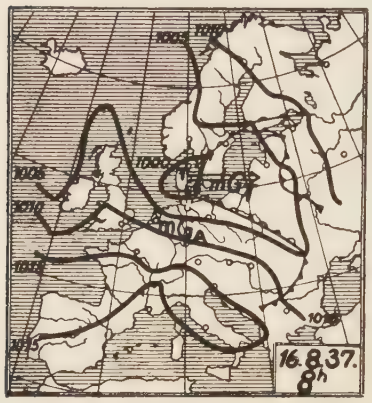

Abb. 3.

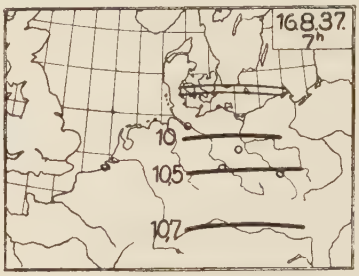

Abb. 4. Topographie der Tropopause.

Die Fortbewegung der fraglichen Zyklone soll parallel zu den Isohypsen erfolgen, dergestalt, daß die größere Höhe der Tropopause zur Rechten bleibt. Demzufolge muß das Tief ostwärts in Richtung des Pfeiles abziehen. Ein Vergleich der beiden Wetterkarten vom 16. 8. und 17. 8. 1937 zeigt, daß diese Vorhersage, die wir auf Grund der Topographie der Tropopause getroffen haben, richtig ist.

Höhe der Tropopause über den einzelnen Stationen:

Station	Zeit	dyn. m	T in C
Hamburg	7^{38}	9 780	— 49,2
Lindenberg	6^{52}	10 230	— 51,5
Leipzig	7^{03}	10 415	— 50,2
Breslau	5^{50}	10 564	— 51,5
München	6^{50}	10 754	— 53,1

Die Translationsgeschwindigkeit will ich mit Hilfe der Abstiegswerte von Hamburg nach Gleichung (43) errechnen. Alle Werte bis auf den Temperaturgradientensprung und die Neigung der Tropopause sind aus den Angaben des Aufstieges zu entnehmen.

Zur Berechnung des Temperaturgradientensprunges bildet man $\Delta t/100$ m unterhalb und oberhalb der Tropopausenfläche. Dabei ist darauf zu achten, daß der Abstand nach beiden Seiten der Tropopause möglichst größenordnungsmäßig gleich genommen wird. Ich möchte sagen, daß ein Abstand von

über 1000 m nicht mehr geeignet ist, während andererseits die geringste Entfernung 100 m nicht unterschreiten soll.

In diesem Falle beträgt:

Δ t/100 m unterhalb der Tropopause = — 0,1°
Δ t/100 m oberhalb der Tropopause = + 0,2°
$(\alpha_{-0} - \alpha_{+0})$ beträgt demnach — 0,3°/100 m.

Die Neigung der Tropopause $\frac{\partial H}{\partial y}$ ergibt sich aus dem Abstand zwischen der 10,5 dyn. km-Linie und Hamburg in der Weise, daß der Steuerungsvektor, der die Neigung angibt, senkrecht auf den Isohypsen steht. Die Entfernung beträgt 260 km, die Höhendifferenz der Tropopause 734,4 geom. Meter. $\frac{\partial H}{\partial y}$ beträgt demnach 734,4 : 260 = 2,8 m/km. Damit sind alle zur Durchführung der Rechnung erforderlichen Werte vorhanden.

$g = 9{,}81 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-2}$ $\quad \lambda = 11{,}741 \cdot 10^{-5} \cdot \text{sec}^{-1}$
$H = 9780$ dyn. m $\quad P_0 = 0{,}75$ m
$P_H = 0{,}197$ m $\quad T = 223{,}8°$ abs.
$(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}) = 0{,}3$ °/100 m
$\frac{\partial H}{\partial y} = 2{,}8$ m/km.

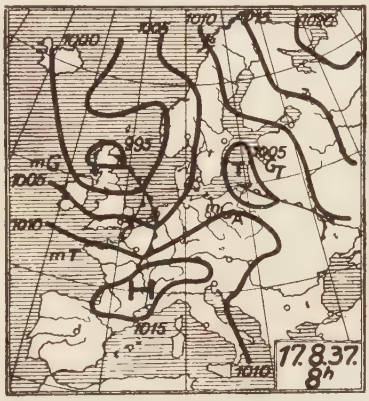

Abb. 5.

Dann ist

$$c = \frac{9{,}81 \cdot 9975{,}6 \cdot 0{,}3 \cdot 0{,}197 \cdot 2{,}8}{11{,}741 \cdot 0{,}75 \cdot 223{,}8}$$
$$= 8{,}1 \text{ m/sec oder } 29{,}5 \text{ km/h.}$$

Das sind 700 km/Tag, was mit dem wirklichen Fortschreiten vollständig übereinstimmt (vgl. Abb. 5).

Auf einen besonderen Umstand möchte ich noch hinweisen, der bei der Beurteilung dieses und der späteren Fälle des Jahres 1937 beachtet werden muß. Da bei der Veröffentlichung der Aufstiege dieses Jahres die Registrierung des Aufstiegs und Abstiegs zum Abdruck gekommen ist, stehen zwei Tropopausenhöhen zur Verfügung. Die Differenz zwischen beiden Angaben ist oft bedeutend und kann mehrere 100 Meter betragen. Die Ursache sehe ich darin, daß der Ballon beim Abstieg die Stratosphärengrenze an einer anderen Stelle durchstößt als beim Aufstieg, womit aber die große Differenz in der Höhenlage der Tropopause noch nicht völlig erklärt werden kann, es sei denn, daß der Ballon in sehr großer Entfernung vom Aufstiegsort die Tropopause beim Abstieg schneidet. Da man diese Umstände nicht genauer erfassen kann, so muß man beiden Angaben den gleichen Grad von Wahrscheinlichkeit zumessen. Daraus ergibt sich eine weitere Schwierigkeit, welche die auf der genau fixierten Höhenlage der Tropopause beruhende Berechnung ungenau werden läßt. Das Bild der Topographie wird sich nicht wesentlich ändern, wenn man den einen oder den anderen Wert benutzt.

Daraus folgt, daß die Bestimmung der Zugrichtung durch diese Unsicherheit nicht beeinflußt wird. Man kann in einigen Fällen dem einen oder anderen Wert eine größere Sicherheit beimessen, wenn durch das Zeichnen der Isohypsen ein bestimmtes Niveau über einer Station erwartet werden muß. In solchen Fällen habe ich dann auch die Abstiegswerte verwendet, während sonst in erster Linie die Aufstiegsdaten berücksichtigt wurden.

2.) 12. 4. 1933.

Von diesem Tage stehen sechs Höhenaufstiege zur Verfügung. Die Höhe der Tropopause ist bei allen Aufstiegen eindeutig durch eine Inversion gekennzeichnet.

Station	Zeit	dyn. m	T in C
Ås	18^{02}	9 626	— 55,1
Hamburg	19^{29}	11 030	— 60,6
Sealand	17^{45}	10 500	— 60,0
Lindenberg	18^{53}	11 550	— 60,7
München	17^{45}	11 430	— 65,1
Budapest	16^{39}	10 430	— 63,1

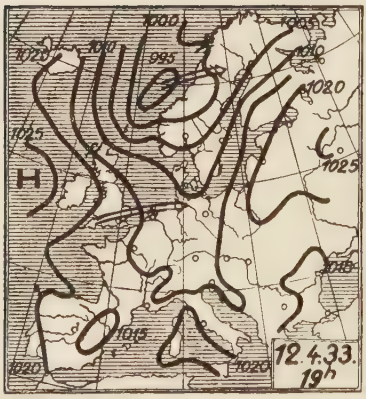

Abb. 6.

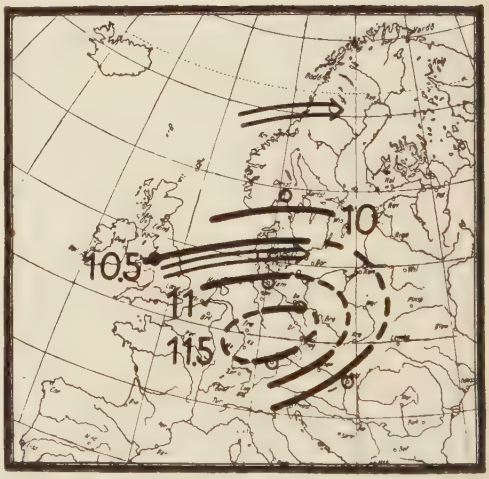

Abb. 7. Topographie der Tropopause vom 12. 4. 1933, 18^{h}. Höhen in dyn. km.

Die Tropopausentopographie (Abb. 7) zeigt ein Maximum über Mitteldeutschland und einen gleichmäßigen, sanften Abfall nach Norden und Süden. Daraus ergibt sich die durch die Pfeile angedeutete Bewegungsrichtung der Luftmassen.

Ich will die Wanderung der Zyklone bestimmen, die mit ihrem Kern am 12. 4. 1933, 19 Uhr 64° N und 4° E. v. Gr. liegt. Überträgt man die an Hand der Tropopausentopographie ermittelte Bewegungsrichtung auf die Wetterkarte, so sieht man, daß das fragliche Tief am nächsten Morgen über Skandinavien wiederzufinden sein muß und der über der Beltsee liegende

Ausläufer desselben über der mittleren Ostsee. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Zyklone ostwärts bewegt, muß mit Hilfe der Aufstiegswerte von Ås errechnet werden.

Man kann an Hand der Karte feststellen, daß Ås abseits vom Zentrum der betrachteten Depression liegt. Es mag zweifelhaft erscheinen, daß man mit Hilfe der Aufstiegswerte einer Station eine Geschwindigkeitsberechnung anstellen kann für ein Druckgebilde, das abseits davon liegt. Streng genommen erfaßt man mit einer solchen Rechnung nur die Geschwindigkeit der über der betreffenden Station lagernden Luftmassen. Die Unsicherheit des Rechnungsergebnisses wächst also mit dem Abstand des Druckgebildes von dem Aufstiegsort, wenngleich meine Untersuchung zeigen wird, daß der Fehler in der Regel nicht bedeutend ist. Um aber überhaupt eine Kontrolle des Rechnungsergebnisses zu haben, muß ich die errechnete Geschwindigkeit auf ein isobarisches Gebilde anwenden, das auch nach der zugrunde gelegten Zeit noch eindeutig identifiziert werden kann.

Es ist mir leider nicht gelungen, mehr als zwei Tage mit zyklonaler Wetterlage zu finden, die gleichzeitig Aufstiege aus dem Kerngebiet der Depression bieten. So stellt diese Arbeitsmethode, die für die Luftmasse über einer bestimmten Station errechnete Geschwindigkeit auf das nächstliegende Druckgebilde zu übertragen, eine Notmaßnahme dar, die wegen der Eigenart des mir zur Verfügung stehenden Materials nicht zu umgehen war.

Zur Geschwindigkeitsberechnung werden folgende Werte benutzt:

$$g = 9{,}81 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-2} \qquad \lambda = 12{,}587 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$$
$$H = 9818{,}5 \text{ m} \qquad T_H = 217{,}9^0 \text{ abs.}$$
$$P_H = 0{,}195 \text{ m} \qquad P_0 = 0{,}743 \text{ m}$$
$$(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}) = 0{,}76\ ^0/100 \text{ m}$$
$$\frac{\partial H}{\partial y} = 2{,}1 \text{ m/km}.$$

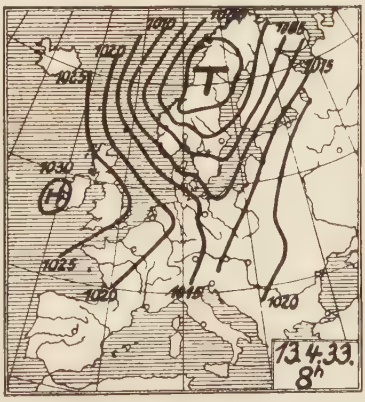

Abb. 8.

Dann ist:

$$c = \frac{9{,}81 \cdot 9818{,}5 \cdot 0{,}159 \cdot 0{,}76 \cdot 2{,}1}{12{,}587 \cdot 217{,}9 \cdot 0{,}743}$$
$$= 14{,}1 \text{ m/sec oder } 50{,}8 \text{ km/h}.$$

Die Zyklone muß sich also in 13 Stunden 660 km fortbewegen. Das Ergebnis der Rechnung stimmt mit dem tatsächlichen Fortschreiten der Zyklone gut überein.

Es zeigt sich aber auch, daß man auf Grund der errechneten Geschwindigkeit imstande ist, für Hamburg den Druckanstieg vorherzusagen. Am 12. 4. 19^{29} Uhr herrschte über Hamburg ein Luftdruck von 1010 mb. Geht man auf der Karte 660 km westwärts, in der Weise, wie es die Topographie angibt, dann trifft man auf die Isobare 1017 mb. Nach 13 Stunden, also am 13. 4. morgens, muß dieser Luftdruck Hamburg erreicht haben. Um 7^{36} Uhr wird tatsächlich in Hamburg 1017 mb gemessen. Nach 18 Stunden, also am 13. 4. 13 Uhr, muß

in Hamburg ein Luftdruck von 1019 mb eintreten, da die 1019 mb Isobare 914 km westwärts von Hamburg liegt. Um 12^{45} Uhr wird an diesem Tage 1019 mb gemessen.

Es liegt nahe, eine Bestätigung dieser Geschwindigkeit durch den Hamburger Aufstieg selber zu suchen. Die zur Durchführung der Rechnung erforderlichen Werte sind folgende:

$$g = 9{,}81 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-2} \qquad \lambda = 11{,}741 \cdot 10^{-5} \cdot \text{sec}^{-1}$$
$$H = 11\,250{,}6 \text{ m} \qquad T_H = 212{,}4^0 \text{ abs.}$$
$$P_H = 0{,}161 \text{ m} \qquad P_0 = 0{,}757 \text{ m}$$
$$(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}) = 0{,}59^0/100 \text{ m}$$
$$\frac{\partial H}{\partial y} = 2{,}28 \text{ m/km}$$

Dann ist:

$$c = \frac{9{,}81 \cdot 11250{,}6 \cdot 0{,}161 \cdot 0{,}95 \cdot 2{,}28}{11{,}741 \cdot 212{,}4 \cdot 0{,}757}$$
$$= 12{,}8 \text{ m/sec oder } 46 \text{ km/h.}$$

Die Bewegung der Luftmassen über Hamburg ist demnach geringer als über Ås, und zwar beträgt die Differenz 1,3 m/sec. Dieses Resultat stellt aber keinen sicheren Wert dar. Legt man nämlich der Rechnung nicht die Neigung der Tropopause zwischen Lindenberg und Ås zugrunde, so erhält man 14 m/sec, wenn $\frac{\partial H}{\partial y}$ zwischen Hamburg und Lindenberg berechnet wird.

Um einen Anhaltspunkt für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit über der Beltsee zu gewinnen, kann man eine Berechnung unter Benutzung der Hamburger Werte und der Tropopausenneigung zwischen Hamburg und Ås durchführen. Das Ergebnis ist eine Translationsgeschwindigkeit von 11,7 m/sec oder 42 km/h. Der Fehler beträgt also 35%.

Abb. 9. Topographie der Tropopause vom 12. 11. 32, 19^h. Höhen in dyn. km.

3.) 12. und 13. 10. 1932.

Die in Abb. 9 dargestellte Topographie der Tropopause fußt auf sieben Aufstiegen. Aus der Verteilung der Stationen ergibt sich, daß der Verlauf der Isolinien über Deutschland und Skandinavien einigermaßen sicher erscheint, während sich die Führung über Westeuropa nur auf den Aufstieg von Sealand stützen kann. Erkennt man aber diesen Wert als reell an, dann folgt daraus, daß sich das südwestlich Island gelegene Tief nach Schottland bewegen muß, während die Luftmassen über der Nordsee nach Norden abziehen werden. Ich habe darum den Bewegungspfeil über der nördlichen Nordsee

umgebogen und nach Norden geführt, weil ich nicht glaube, daß das Tief oder auch nur Teile desselben den Weg durch die Schlinge nehmen werden. (Bei der verwandten Wissenschaft, der Ozeanographie, finden wir ähnliche Beispiele. Küstennahe Meeresströmungen meiden enge Buchten und strömen außerhalb vorbei, während sich in den Buchten selber Neerwirbel ausbilden*).)

Höhe der Tropopause über den einzelnen Stationen:

Station	Zeit	dyn. m	T in C
Riksgränsen . . .	18^{00}	9 493	— 64,5
Ås	18^{07}	9 834	— 54,0
Sealand	17^{40}	10 850	— 59,0
Hamburg	20^{01}	9 960	— 56,6
Lindenberg	18^{24}	10 080	— 51,2
Saarbrücken . . .	18^{12}	7 376	— 54,2
Karlsruhe	18^{00}	8 960	— 55,7

Für den vor der norwegischen Küste liegenden Tiefdruckausläufer kann man auf Grund der Topographie der Tropopause vom 12. 10. eine nordwärts gerichtete Bewegung vorhersagen, dergestalt, daß es sich an der norwegischen Küste entlang bewegen wird.

Dasselbe gilt für den am 12. 10., 8 Uhr über der Nordsee gelegenen Ausläufer und das kleine über Südskandinavien gelegene Tief (vgl. Abb. 10).

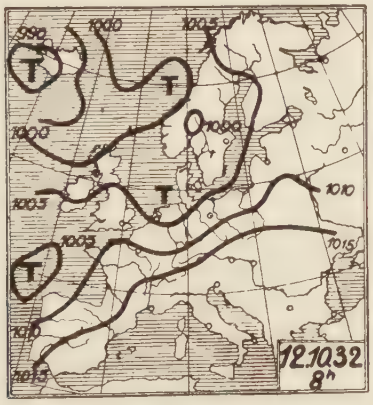

Abb. 10.

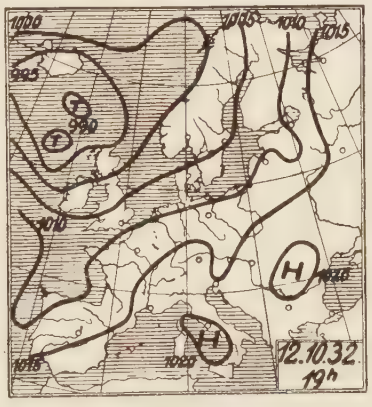

Abb. 11.

Diese Druckgebilde treten auf der 19-Uhr-Karte vom 12. 10. leider nicht deutlich in Erscheinung. Die Wetterkarte vom 13. 10., 8 Uhr zeigt aber, daß sie noch vorhanden sind und den Weg genommen haben, den man an Hand der Tropopausentopographie bestimmen konnte.

Ich möchte eine Geschwindigkeitsberechnung durchführen für den am 12. 10., 8 Uhr über der Nordsee liegenden Ausläufer und das kleine skandi-

*) Vgl. A. Defant, Dynamische Ozeanographie. Berlin 1929. S. 53.

navische Tief mit Hilfe der Aufstiegswerte von Hamburg und Ås. Das Resultat kann nur in erster Annäherung gelten, weil der Verlauf der 9 dyn. km-Linie über Norddeutschland unsicher ist. Man erhält für die über Hamburg liegende Luftmasse eine Geschwindigkeit von 16,85 m/sec. Sie müßte demnach nach 24 Stunden 1455,8 km nördlicher liegen. Ein Vergleich der beiden Karten (Abb. 10 und 13) zeigt, daß das Randtief etwa 1200 km weitergewandert ist.

Für das kleine südskandinavische Tief erhält man eine Geschwindigkeit von 7,3 m/sec, was mit der Wirklichkeit gut übereinstimmt.

Vom 13. 10. liegen sechs hohe Aufstiege vor. Die Höhe der Tropopause über den einzelnen Stationen beträgt:

Station	Zeit	dyn. m	T in C
Ås	7^{07}	10 506	— 56,2
Lindenberg	6^{04}	11 100	— 59,2
Trappes	7^{00}	9 983	— 52,0
München	6^{42}	11 770	— 59,0
Budapest	6^{43}	11 905	— 55,6
Karlsruhe	6^{59}	11 300	— 58,3

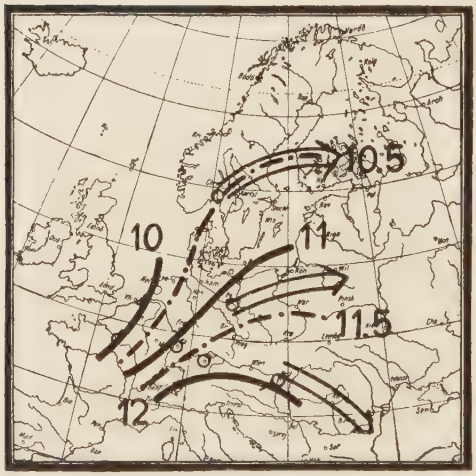

Abb. 12. Topographie der Tropopause vom 13. 10. 32, 7^{h}. Höhen in dyn. km.

Die nach diesen Werten entworfene Topographie zeigt Abb. 12.

Man erkennt hieraus, daß die von NW vordringende Zyklone nur bis über die Nordsee gelangen kann, dort wird sie ihre Richtung ändern und in spitzem Winkel nordöstlich wieder zurückweichen. Der zum Balkan vorgestoßene Hochdruckausläufer muß sich in südöstlicher Richtung auf das Schwarze Meer zu bewegen. Die über Italien ausgebreitete Antizyklone wird nordwärts vordringen. Die Bewegungsrichtungen sind in der Topographie durch Pfeile hervorgehoben. Die Karte vom 14. 10. (Abb. 14) zeigt, daß die Vermutungen richtig waren. Der Kern der am 12. 10. über Schottland liegenden Zyklone liegt am 14. 10., 8 Uhr auf dem 60. Breitengrad zwischen Norwegen und den Shetland-Inseln. Auf der 14-Uhr-Karte ist das Abstoppen der NW—SO-Richtung schon deutlich erkennbar. Am 13. 10. zwischen 14 und 19 Uhr vollzieht sich der Vorgang, den Stüve mit „Umsteuerung" bezeichnet.

In welcher Weise sich die Tropopausentopographie von diesem Tage aus der vortägigen entwickelt, vermag ich nicht zu sagen. Man müßte dafür viele in bestimmten Zeitabständen aufeinanderfolgende Aufstiege haben. Man

kann aber schon auf Grund der Topographie vom 12. 10. sagen, daß die Islandzyklone nur bis zur Nordsee vordringen wird, weil hier die Luftmassen auf eine von SO nach NW geneigte Diskontinuität treffen, die ihrerseits eine neue Bewegungsrichtung erzwingt.

Diese neue Richtung ist aus der Topographie der Tropopause vom 13. 10. (Abb. 12) zu entnehmen. Über der mittleren und östlichen Nordsee, dem Gebiet also, in dem der Kern der Zyklone liegt, muß die neue Bewegungsrichtung von SSW nach NNO verlaufen und von 10 Grad bis 15 Grad östlicher Länge allmählich in Westostrichtung übergehen. Wieweit diese Angaben auf die Randgebiete der Zyklone zutreffen, kann man ohne Luftmassenanalyse nicht kontrollieren. Man wird auf Grund der Topographie für das Gebiet zwischen dem 48. und 55. Breitengrad und dem 10. und 20. Grad östlicher Länge eine SW—NO-Richtung annehmen müssen. Diese Annahme findet ihre Bestätigung, wenn man den Höhenwind über Lindenberg mit in Betracht zieht:

Pilotballonbeobachtung Lindenberg 13^{08}:

Höhe m	Richtung Grad	Geschwindigkeit m/sec
500	157	8
6 000	225	15
7 000	225	15
8 000	225	15
9 000	225	18
10 000	225	18
11 000	225	19

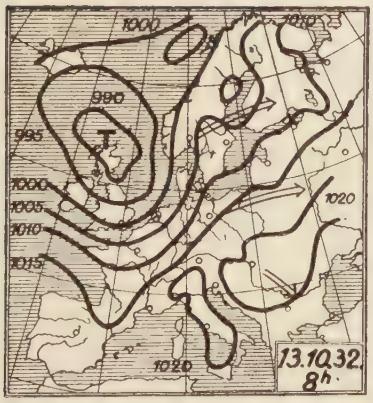

Abb. 13.

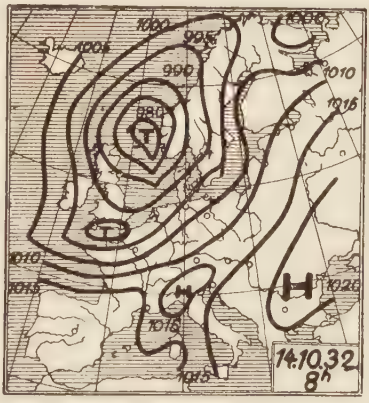

Abb. 14.

Um nun die Geschwindigkeit der Zyklone vorhersagen zu können, müßte man einen Aufstieg aus ihrem Zentrum oder aus ihrer unmittelbaren Umgebung haben. Das ist aber schon nach der Lage des Kernes nicht zu erwarten. Um trotzdem eine Aussage über die Fortbewegung des tiefen Druckes in der angegebenen Richtung machen zu können, müssen wir den Aufstieg

von Ås benutzen, der uns als einziger aus dem Randgebiet der Zyklone zur Verfügung steht. Leider fehlen hier zwischen 4 794 und 10 506 m eine Reihe von Werten, die für seine Beurteilung von Bedeutung sein können. Aus den mitgeteilten Werten ergibt sich die Tropopausenhöhe von 10 506 m. Die große Lücke in der Wertereihe macht sich bei der Berechnung des Temperaturgradientensprunges unangenehm bemerkbar*).

Wir werden also die Fortpflanzung des Druckes von 1005 mb in der angegebenen Richtung verfolgen. Da Ås bereits erheblich abseits vom Zentrum der Zyklone liegt, dürfen wir die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieses Druckes nicht ohne weiteres mit der Bewegung des Kernes identifizieren.

Folgende Werte sind erforderlich:

$$g = 9{,}81 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-2} \qquad \lambda = 12{,}587 \cdot 10^{-5} \cdot \text{sec}^{-1}$$
$$H = 10\,716 \text{ m} \qquad T_H = 216{,}8^0 \text{ abs.}$$
$$P_H = 0{,}174 \text{ m} \qquad P_0 = 0{,}744 \text{ m}$$
$$(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}) = 1{,}18\ ^0/100 \text{ m}$$
$$\frac{\partial H}{\partial y} = 0{,}8 \text{ m/km}$$

$$c = \frac{9{,}81 \cdot 10\,716 \cdot 0{,}174 \cdot 1{,}18 \cdot 0{,}8}{12{,}587 \cdot 0{,}744 \cdot 216{,}8}$$
$$= 8{,}2 \text{ m/sec oder } 30 \text{ km/h.}$$

In 24 Stunden pflanzt sich der Druck 720 km fort.

Dieses Ergebnis stimmt mit dem tatsächlichen Fortschreiten des Druckes überein. Die Isobare von 1005 mb liegt am 14. 10. an der Küste von Finnland. Die Entfernung von Ås bis hierher beträgt 800 km. Die Isobare von 1000 mb ist 650 km weitergewandert, die von 995 mb und die von 990 mb 700 km. Da es aber unmöglich ist, einzelne Punkte der Isobare genau zu fixieren und ihre Wanderung zu verfolgen, so sind diese Angaben nur Näherungswerte.

Wenden wir uns nun dem Hochdruckgebiet über dem Balkan zu. Aus der Topographie der Tropopause ist ersichtlich, daß es sich in südöstlicher Richtung fortbewegen muß. Die Aktivitätsrichtung ist wieder durch einen Pfeil angedeutet. Die numerische Berechnung der Geschwindigkeit erfolgt mit Hilfe der durch den Budapester Aufstieg gelieferten Daten.

Wir haben in diesem Falle eine dreifach geschichtete Substratosphäre vor uns, und man kann im Zweifel sein, welche Höhe der multiplen Tropopause die richtige ist, 11 905 m, 12 840 m oder 14 000 m. Da aber die Temperaturumkehr bei 11 905 m mit Sicherheit eine Diskontinuität anzeigt und es bei unserer Berechnung nur auf die Höhe dieser Diskontinuitätsfläche ankommt, nehmen wir also die Tropopause bei 11 905 geodyn. m an.

Über München ist sogar eine vierfache Schichtung festzustellen. Es wird auch in diesem Falle die unterste Inversion als Stratosphärengrenze angenommen.

*) Ås liegt auf der Isobare 1005 mb oder 753 mm Hg. Der Aufstieg dagegen gibt einen Bodendruck von 992 mb oder 744 mm an. Die Differenz von 9 mm Hg ist für das Ergebnis nicht von Bedeutung. Wenn man die Rechnung für beide Werte durchführt, ergibt sich ein Fortschreiten von 750 bzw. 743 km in 24 Stunden. Der Unterschied beträgt nur 7 km.

Folgende Werte sind für die Durchführung der Rechnung erforderlich:

$$g = 9{,}81 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-2} \qquad \lambda = 10{,}75 \cdot 10^{-5} \cdot \text{sec}^{-1}$$
$$H = 12\,143 \text{ m} \qquad T_H = 217{,}2^0 \text{ abs.}$$
$$P_H = 0{,}147 \text{ m} \qquad P_H = 0{,}756 \text{ m}$$
$$(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}) = 0{,}53\ ^0/100 \text{ m}$$
$$\frac{\partial H}{\partial y} = 1{,}0 \text{ m/km}$$

$$c = \frac{9{,}81 \cdot 12\,143 \cdot 0{,}147 \cdot 0{,}53 \cdot 1{,}0}{10{,}75 \cdot 0{,}756 \cdot 217{,}2}$$
$$= 5{,}5 \text{ m/sec oder } 20 \text{ km/h.}$$

In 24 Stunden muß also das Druckgebilde 480 km fortgeschritten sein. Die Prüfung ergibt die Übereinstimmung zwischen der Berechnung und dem tatsächlichen Fortschreiten der Antizyklone (Abb. 14).

Der Höhenwind von Wien, das am 13. 10. noch im Bereich des Hochdruckgebietes lag, zeigt in den Höhen der größten Windgeschwindigkeit eine der vorhergesagten Bewegungsrichtung des Hochdruckausläufers gleichgerichtete Strömung.

Pilotballonbeobachtung Wien, 13. 10. 1932, 6^{57}:

Höhe m	Richtung Grad	Geschwindigkeit m/sec
500	84	2
6 000	257	11
7 000	269	17
8 000	272	21
9 000	275	29
10 000	268	23
11 000	268	15
12 000	261	14
13 000	252	13
14 000	275	13

4.) 12. 4. 1912.

Die folgende Untersuchung betrifft das mit seinem Kern nordöstlich von Berlin gelegene Tief. Von diesem Tage liegen neun Höhenaufstiege vor, die so verteilt sind, daß die Topographie der Tropopause ohne Schwierigkeiten gezeichnet werden kann (Abb. 15).

Station	Zeit	dyn. m	T in C
Hamburg	7^{57}	6 800	— 45,1
Uccle	6^{53}	10 550	— 62,2
Lindenberg	8^{00}	6 800	— 48,8
Straßburg	8^{51}	10 350	— 58,4
München	8^{00}	9 740	— 50,8
Wien	7^{55}	7 780	— 43,1
Nijni-Oltch.	6^{10}	7 630	— 43,3
Pavia	8^{08}	11 130	— 62,0
Manchester	6^{50}	10 000	— 60,0

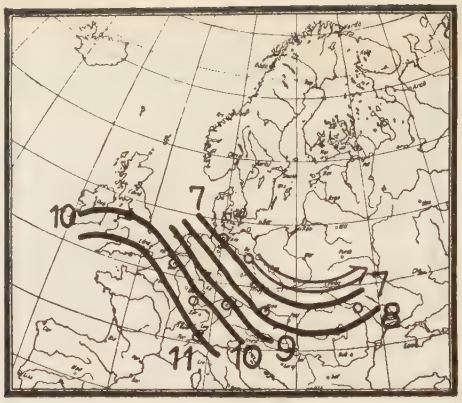

Abb. 15. Topographie der Tropopause vom 12. 4. 12, 7^{h}. Höhen in geom. km.

Aus der Tropopausentopographie kann man entnehmen, daß sich die Sekundärdepression im entgegengesetzten Sinne des Uhrzeigers um die große, über Westrußland lagernde Zyklone bewegen muß. Man erkennt gleichzeitig, daß das Hoch über den Britischen Inseln nach dem Balkan vorstoßen wird, ohne dabei nach Osten Raum zu gewinnen.

Die Berechnung der Translationsgeschwindigkeit der Sekundärdepression erfolgt mit Hilfe der Lindenberger Aufstiegswerte. Aus der tiefen Lage der Tropopause über Lindenberg und Hamburg ist zu schließen, daß die Depression einen Tropopausentrichter geschaffen hat.

Folgende Werte werden benutzt:

$$g = 9{,}81 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-2} \qquad \lambda = 11{,}526 \cdot 10^{-5} \cdot \text{sec}^{-1}$$
$$H = 6800 \text{ m} \qquad T_H = 224{,}2^{0} \text{ abs.}$$
$$P_H = 0{,}296 \text{ m} \qquad P_0 = 0{,}745 \text{ m}$$
$$(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}) = 0{,}83 \text{ }^{0}/100 \text{ m}$$
$$\frac{\partial H}{\partial y} = 2 \text{ m/km}$$

$$c = \frac{9{,}81 \cdot 6800 \cdot 0{,}296 \cdot 0{,}83 \cdot 2{,}0}{11{,}526 \cdot 224{,}2 \cdot 0{,}745}$$
$$= 17 \text{ m/sec oder } 61 \text{ km/h.}$$

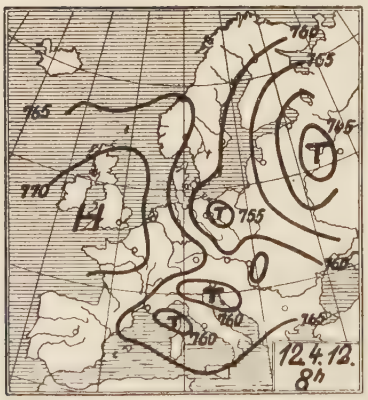

Abb. 16.

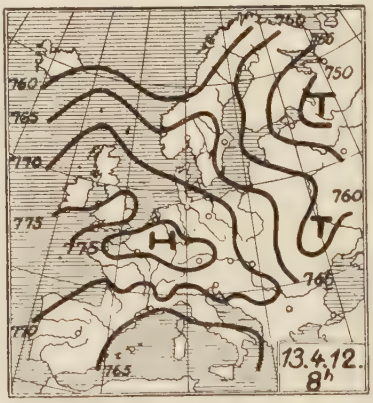

Abb. 17.

Bis zum nächsten Morgen muß die Depression demnach 1464 km gewandert sein. Die Wetterkarte vom 13. 4. zeigt über der Walachei einen Tiefdruckausläufer, in dem das fragliche Tief aufgegangen sein wird. Gleich-

zeitig steckt in diesem Ausläufer auch das kleine Tief, welches am Vortage östlich Budapest lag. Seine Zugrichtung mußte auf Grund der Topographie zur Vereinigung mit der Berliner Zyklone in diesem isobarischen Gebilde führen. Die für die erstgenannte Zyklone errechnete Geschwindigkeit ist also zutreffend.

VI. DIE STEUERNDE TROPOPAUSENMULDE.

In dem folgenden Abschnitt will ich eine besondere Ausprägung der Tropopause an fünf Beispielen untersuchen, die bisher in der meteorologischen Literatur meines Wissens noch nicht beschrieben worden ist. Es handelt sich um eine muldenförmige Absenkung der unteren Stratosphärengrenze, wofür ich deshalb den Begriff „Tropopausenmulde" einführen möchte. Sie hat eine besondere Bedeutung für die retrograde Steuerung der Depressionen, wie die folgenden Fälle zeigen werden.

1.) 15., 16. und 17. 12. 1937.

Die Topographie der Tropopause der vorliegenden drei Tage ist charakterisiert durch diese „Tropopausenmulde". Sie ist weder der Form noch der Entstehung nach identisch mit dem Tropopausentrichter. Palmén hat die Entstehung des Tropopausen-

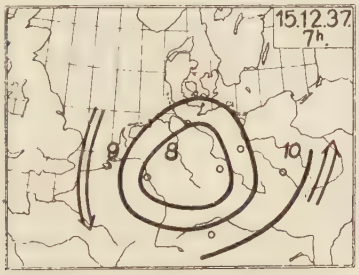

Abb. 18. Topographie der Tropopause.

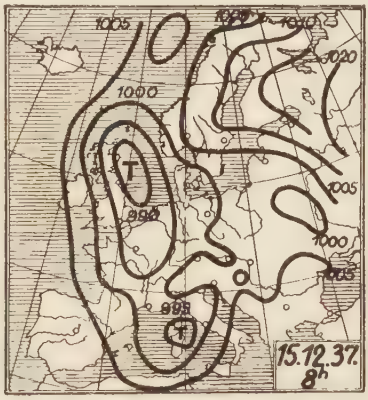

Abb. 19.

trichters näher untersucht und gemäß seiner troposphärischen Betrachtungsweise folgendermaßen beschrieben: „Die untere Stratosphäre wird hier dynamisch niedergesaugt, so daß die Tropopause eine niedrigere Höhe erreicht, als sie gewöhnlich auch in der polaren Atmosphäre hat. Unter den Einwirkungen des Deformationsfeldes dieser Schrumpfung in den tropopausennahen Schichten entsteht bei den tiefen Zyklonen fast regelmäßig eine scharfe Tropopauseninversion[20, S. 22)]".

Es ist einleuchtend, daß dieser Saugeffekt nur in sehr aktiven Zyklonen genügend stark sein kann, um das Niedersinken der Tropopause und der darüberliegenden stratosphärischen Luftmassen zu bewirken. In einer einzelnen Zyklone hat auch die Vorstellung von der Ausbildung eines Tropopausentrichters einen Sinn, denn nur hier kann sich wegen der herrschenden

Zirkulation eine trichterförmige Absenkung der Tropopause ausbilden. Diese ist an die einzelne Zyklone gebunden und wandert mit ihr, bzw. verschwindet, wenn die Zyklone sich auffüllt. Vorher setzt wahrscheinlich schon eine Neubildung einer im höheren Niveau gelegenen Tropopause ein.

Betrachtet man aber die Darstellung der Tropopausentopographie in den Abb. 18, 22, 25 und 28, 32, 35, so sieht man, daß die Palménsche Vorstellung von einem Tropopausentrichter in diesen Fällen nicht zutreffen kann. Es handelt sich vielmehr um eine „Tropopausenmulde", deren Entstehung und Bedeutung eine ganz andere ist als die des Tropopausentrichters. Betrachtet man die Wetterkarten vom 15.—17. 12., so wird man feststellen müssen, daß keine der in dem europäischen Raum vorhandenen Zyklonen die Entstehung der über Mitteldeutschland liegenden Tropopausenmulde durch einen Saugeffekt der troposphärischen Zirkulation erzeugt haben kann.

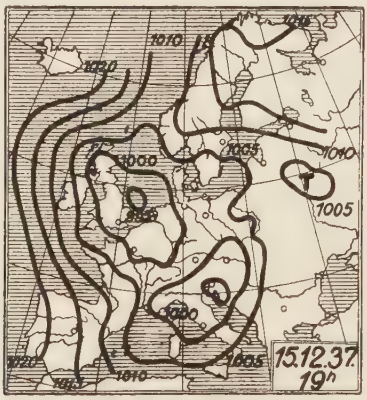

Abb. 20.

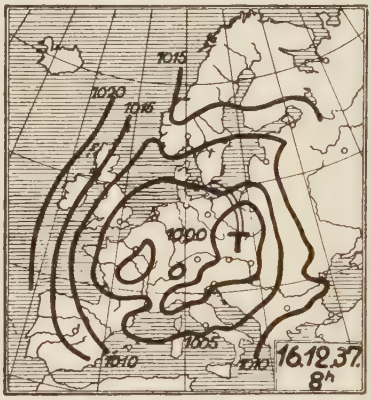

Abb. 21.

Es müssen vielmehr stratosphärische Vorgänge dabei maßgebend sein. Die Tropopausenmulde ist in den betrachteten Fällen in der Mitte eines Tiefdruckfeldes entstanden. Die sie umgebenden Zyklonen haben nur eine geringe Aktivität. Im Rahmen dieser Arbeit kann die Entstehung der Tropopausenmulde nicht weiter untersucht werden. Ich will hier nur auf ihre Bedeutung für die Steuerung der Depressionen hinweisen.

Ein Tropopausentrichter kann niemals eine steuernde Wirkung ausüben, denn er ist an die Aktivität einer einzelnen Zyklone gebunden und wandert mit ihr. Die Tropopausenmulde dagegen wird infolge ihrer stratosphärischen Entstehung ein Steuerungszentrum darstellen. Dieser Steuerungsmittelpunkt ist stationär. Die Bewegung der Druckgebilde um die Tropopausenmulde erfolgt gemäß der Theorie der singulären Advektion erster Ordnung in der Weise, daß das Zentrum der Mulde mit den niedrigen Tropopausenhöhen zur Linken bleibt.

Verfolgen wir nun das am 15. 12. über der Nordsee gelegene Tief, so erkennt man (Abb. 20), daß es von der Tropopausenmulde nach Süden ge-

steuert wird. Die über Westrußland liegende Depression wird nordwärts wandern und die über dem Tyrrhenischen Meer liegende Zyklone wird nordöstlich vorstoßen. Die steuernde Eigenschaft der Tropopausenmulde ist also für die vom 15. 12. zum 16. 12. eintretende V b-Wetterlage verantwortlich. Das Eintreten dieser Situation kann aus der Betrachtung des Druckfeldes allein nicht geschlossen werden, man muß dadurch vielmehr zu der Überzeugung kommen, daß die Nordseezyklone „als steuerndes Tiefdruckzentrum" in Erscheinung treten wird, was auch in der Vorhersage der Deutschen Seewarte zum Ausdruck kommt. Auf Grund der Tropopausentopographie kann man aber feststellen, daß der Nordseedepression keinerlei steuernde Wirkung zukommt, sondern daß die über Deutschland vorhandene Tropopausenmulde die Steuerung leitet und daß das Nordseetief gesteuert wird, wie auch die übrigen am Rande der Mulde vorhandenen Tiefdruckgebiete, so daß sie sich im entgegengesetzten Sinne des Uhrzeigers um das Steuerungszentrum bewegen.

Am 16. 12. 1937 hat sich die Lage der steuernden Tropopausenmulde nicht verändert. Sie ist zwar gegenüber dem Vortage etwas verformt, aber ihre steuernde Wirkung wird dadurch nicht beeinträchtigt (Abb. 22).

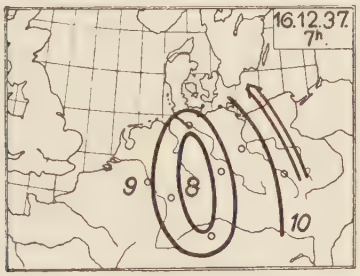

Abb. 22. Topographie der Tropopause.

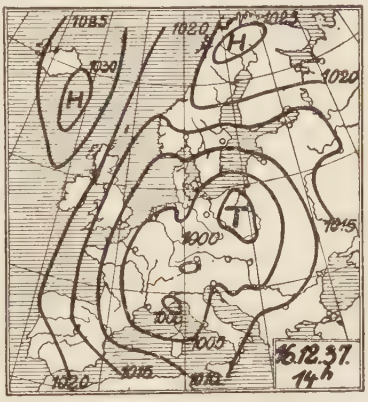

Abb. 23.

Station	Zeit	dyn. m	T in C
Hamburg	7^{52}	8 398	— 55,0
Lindenberg	7^{45}	9 540	— 57,2
Leipzig	7^{59}	8 690	— 55,9
Köln	8^{04}	9 034	— 50,5
Breslau	7^{58}	10 025	— 53,5
Frankfurt a. M. . .	7^{45}	8 577	— 52,6
München	8^{07}	8 322	— 55,4

An Hand der Tropopausentopographie (Abb. 22) kann man feststellen, daß das von dem Tyrrhenischen Meer nach Schlesien vorgestoßene V b-Tief zur Ostsee weiter wandern wird. Die an diesem Tage über Frankreich liegende ehemalige Nordseezyklone muß in südlicher Richtung abziehen. Ein Vergleich der Wetterkarten vom 16. und 17. 12. (Abb. 21, 23 u. 24) bestätigt diese Vorhersage.

Mit Hilfe der Breslauer Aufstiegswerte kann eine Geschwindigkeitsberechnung vorgenommen werden, die hierzu erforderlichen Werte sind folgende:

$$g = 9{,}81 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-2} \qquad \lambda = 11{,}34 \cdot 10^{-5} \cdot \text{sec}^{-1}$$
$$H = 10\,025 \text{ m} \qquad T_H = 219{,}5^0 \text{ abs.}$$
$$P_H = 0{,}185 \text{ m} \qquad P_0 = 0{,}738 \text{ m}$$
$$(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}) = 0{,}56\ ^0/100 \text{ m}$$
$$\frac{\partial H}{\partial y} = 2{,}60 \text{ m/km}$$

Dann ist:

$$c = \frac{9{,}81 \cdot 10\,025 \cdot 0{,}185 \cdot 0{,}56 \cdot 2{,}6}{11{,}34 \cdot 219{,}5 \cdot 0{,}738}$$
$$= 14{,}4 \text{ m/sec oder } 51{,}8 \text{ km/h.}$$

Mit dieser Geschwindigkeit muß sich der Schwerpunkt des Tiefdruckgebietes, der am 16. 12. etwas nördlich der Donau liegt, in 24 Stunden 1243 km fortbewegen in der Richtung, welche durch die Topographie der Tropopausenfläche gegeben ist. Verfolgt man die Wanderung der Vb-Depression an Hand der Karten (Abb. 21, 23, 24), so kann man die Richtigkeit der Vorhersage beurteilen. Sie müßte nach der Rechnung am nächsten Tage über der Kieler Bucht zu finden sein. In Wirklichkeit ist sie aber nur etwa 1000 km weitergewandert und liegt mit ihrem Kern über Bornholm. Der Fehler ist darauf zurückzuführen, daß die Neigung der Tropopausenfläche östlich von Breslau numerisch nicht erfaßt werden kann.

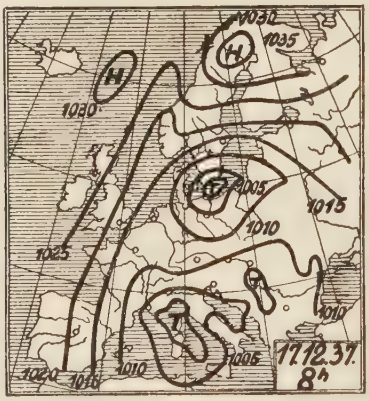

Abb. 24.

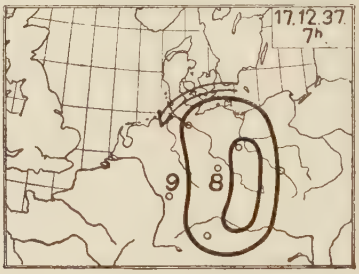

Abb. 25. Topographie der Tropopause.

Am 17. 12. ist die steuernde Tropopausenmulde weiter stark deformiert, als Steuerungszentrum jedoch weiterhin wirksam. Die Topographie zeigt Abb. 25.

Station	Zeit	dyn. m	T in C
Hamburg	8^{04}	8 774	— 56,5
Lindenberg	7^{52}	7 935	— 53,4
Leipzig	7^{59}	8 661	— 53,6
Breslau	7^{49}	9 235	— 53,4
Frankfurt a. M. . .	7^{45}	9 573	— 58,1
München	8^{06}	8 419	— 55,8

Wie sich der Einfluß der steuernden Tropopausenmulde am 17. 12. geltend macht, kann an dem nunmehr über der Ostsee liegenden ehemaligen Mittelmeertief festgestellt werden. Es wird durch die Tropopausenmulde nach Westen gesteuert und muß am nächsten Tage über Nordwestdeutschland anzutreffen sein. Das an diesem Tage über dem Tyrrhenischen Meer liegende Tief wird, der Bahn seines Vorgängers folgend, nach Nordosten ziehen.

Die Wetterkarte vom 18. 12. (Abb. 27) zeigt, daß das zutrifft. Vergleicht man noch hierzu die 19-Uhr-Karte (Abb. 26), dann erkennt man, daß die steuernde Wirkung der Tropopausenmulde über diesem Gebiet, um die ganze Mittelmeerdepression in die Bahn der V b-Zyklonen zu zwingen,

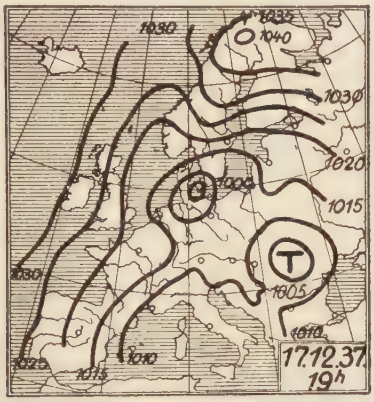

Abb. 26.

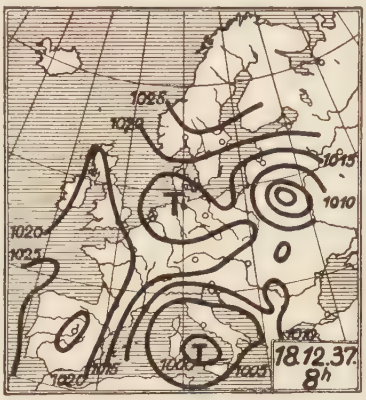

Abb. 27.

nicht mehr ausreichend ist, sondern daß sich nur der über Belgrad liegende Teil derselben nach Norden bewegt, indem er sich über Nordwestrußland zu einem selbständigen Wirbel entwickelt (vgl. Abb. 24).

Am nächsten Tag hat die steuernde Tropopausenmulde ihre Wirksamkeit fast vollständig eingebüßt, so daß die Untersuchung hiermit abgeschlossen werden kann.

2.) 20. 8. 1937.

Die Topographie (Abb. 28) dieses Tages ist gekennzeichnet durch eine Tropopausenmulde, die sich über Mitteldeutschland ausgebildet hat. Für die Bewegung der Nordseezyklone folgt daraus, daß sie rückläufig werden muß und sich nach Südwesten fortbewegen wird (vgl. die Wetterkarten Abb. 29 und 30).

Aufstiege vom 20. 8. 1937:

Station	Zeit	dyn. m	T in C
Hamburg	7^{39}	10 340	— 48,7
Lindenberg	6^{57}	11 050	— 52,0
Leipzig	7^{10}	9 929	— 49,0
Breslau	6^{45}	10 942	— 53,6
München	6^{55}	12 596	— 53,0

Wie schon an den Beispielen des vorhergehenden Abschnittes gezeigt werden konnte, ist auch in diesem Fall die Tropopausenmulde für die meridionale Steuerung der fraglichen Depression verantwortlich.

Die Vorhersage, welche an diesem Tage von der Deutschen Seewarte Hamburg ausgegeben worden ist und sich auf die Bewegung der Nordsee-

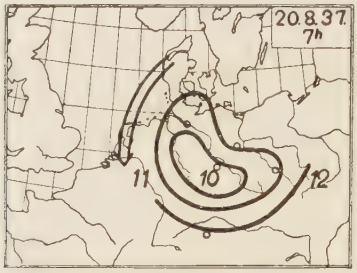

Abb. 28. Topographie der Tropopause.

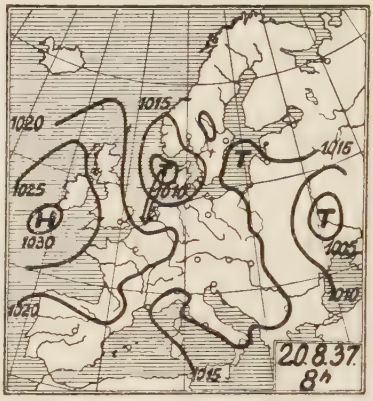

Abb. 29.

zyklone bezieht, geht von thermodynamischen Überlegungen aus, auf Grund welcher sich das Tief südwärts verlagern muß. „Für die weitere Entwicklung der Nordseezyklone wurden zwei Warmluftvorstöße entscheidend. Der erstere, unmittelbar durch das Nordseetief selbst verursacht, erfolgte von Osten her

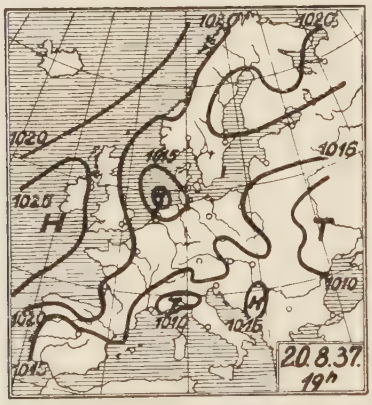

Abb. 30.

Abb. 31.

über Skandinavien mit nordeuropäischer Festlandluft zur Nordseite des Tiefs. Der zweite, bedeutendere, wurde von dem starken atlantischen Hoch in die Wege geleitet, auf dessen Westhang eine Südwestströmung von den Subtropen bis zum Nordmeer geht. Die mit dieser Strömung vordringende Warmluft ist nun in der Höhe mit nordwestlichen Winden auf die Westseite der Nordseezyklone gelangt, so daß der Kaltluftkörper der Zyklone stark eingeengt auf die Ostseite des Kernes zu liegen kam. Dadurch mußte

sich die Zugrichtung der Nordseezyklone ändern. Ihr Kern wird nunmehr nach Süden gesteuert."

Mit Hilfe der Theorie der singulären Advektion kann man den Weg der Nordseezyklone genauer bestimmen und die Geschwindigkeit ihres Fortschreitens errechnen, so daß ihre Lage am nächsten Tag angegeben werden kann. Der folgenden Berechnung wird der Hamburger Abstieg zugrunde gelegt. Die benutzten Werte sind:

$$g = 9{,}81 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-2} \qquad \lambda = 11{,}741 \cdot 10^{-5} \cdot \text{sec}^{-1}$$
$$H = 10\,340 \text{ dyn. m} \qquad P_0 = 0{,}76 \text{ m}$$
$$P_H = 0{,}184 \text{ m} \qquad T_H = 224{,}3^0 \text{ abs.}$$
$$(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}) = 0{,}3^0/100 \text{ m}$$
$$\frac{\partial H}{\partial y} = 2{,}4 \text{ m/km.}$$

Hiermit erhält man die Geschwindigkeit:

$$c = \frac{9{,}81 \cdot 10\,546{,}8 \cdot 0{,}184 \cdot 0{,}3 \cdot 2{,}4}{11{,}741 \cdot 224{,}3 \cdot 0{,}76}$$
$$= 7 \text{ m/sec oder } 25 \text{ km/h.}$$

Mit dieser Geschwindigkeit legt die Zyklone in 24 Stunden einen Weg von 600 km zurück. Mit Hilfe der errechneten Geschwindigkeit kann man also sagen, daß die fragliche Depression am nächsten Morgen über der Mündung des Rheins liegen wird. Die Übereinstimmung mit der Wirklichkeit ist sehr gut (vgl. Abb. 30 und 31).

3.) 2.—4. 11. 1910.

Die ersten beiden der folgenden drei Fälle sind ebenfalls durch das Vorhandensein einer Tropopausenmulde gekennzeichnet (Abb. 32 und 35). Die Darstellung der Tropopausentopographie ist bereits von V. Bjerknes[29]) gegeben worden. Ich habe sie nur in unwesentlichen Kleinigkeiten geändert. So muß am 2. 11. die Tropopausenhöhe über Lindenberg nicht 7550 sein, wie bei Bjerknes, sondern 7780, dadurch fügt sich die Station besser in das Bild der Topographie ein. Ferner muß nach Hinzunahme des Aufstieges von Manchester, den Bjerknes nicht verwendet hat, die 7 dyn. km-Linie geschlossen sein. Wahrscheinlich ist das auch bei der 8 dyn. km-Linie der Fall, doch läßt sich das in Ermangelung eines Aufstieges nicht beweisen.

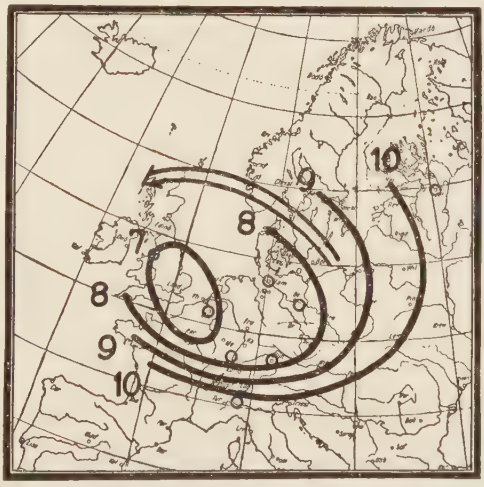

Abb. 32. Topographie der Tropopause vom 2. 11. 1910, 7h. Höhen in dyn. km.

Die Wetterkarte vom 2. 11. 1910 (Abb. 33) zeigt eine Zyklone über der Nordsee, deren Kern über der süd-

norwegischen Küste liegt mit einem Teiltief vor dem Skagerrak und einem Ausläufer vor der Samlandküste. Diese Zyklone und ihre Teile werden durch die Tropopausenmulde retrograde gesteuert. Die nordwest-südöstlich gerichtete Achse der Depression wird eine Linksdrehung erfahren.

Diese Vorhersage ist auf Grund der Luftdruckverteilung nicht möglich. Man muß vielmehr erwarten, daß die Zyklone in östlicher Richtung abzieht. Wenn auch die Berliner Vorhersage für den 3. 11. keine Angaben macht über die mögliche Bewegungsrichtung der Zyklone, so ist ihrer Vorhersage

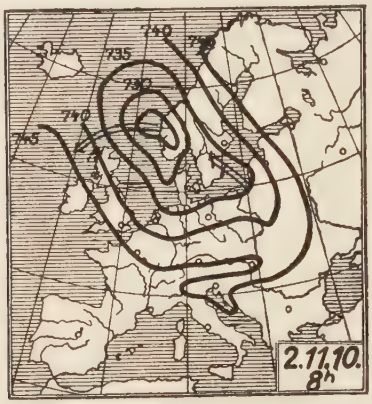

Abb. 33.

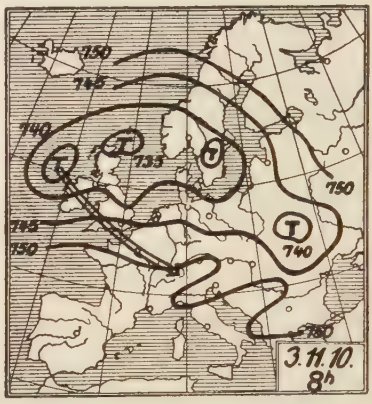

Abb. 34.

für die Nordsee zu entnehmen, daß hier mit stark böigen nordwestlichen und westlichen Winden gerechnet wird, also Rückseitenwetter. Auf Grund der Topographie der Tropopause kann nicht mit Rückseitenwetter gerechnet werden, demzufolge werden auch keine böigen westlichen Winde auftreten, sondern schwache südliche Winde und Regenfälle.

Die Höhe der Tropopause über den einzelnen Stationen beträgt:

Station	Zeit	dyn. m	T in C
Pawlowsk	7^{06}	10 650	— 65,8
Manchester	5^{00}	7 000	— 41,0
Hamburg	7^{51}	7 720	— 53,7
Uccle	7^{01}	6 940	— 48,1
Lindenberg	8^{06}	7 780	— 47,5
Straßburg	8^{38}	7 130	— 45,8
München	9^{03}	7 730	— 44,3
Pavia	8^{38}	10 730	— 56,5

Ich will die Geschwindigkeit des über der Samlandküste liegenden Ausläufers mit Hilfe der Linderberger Aufstiegsdaten errechnen:

$$g = 9{,}81 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-2} \qquad \lambda = 11{,}526 \cdot 10^{-5} \cdot \text{sec}^{-1}$$

$$H = 7780 \text{ m} \qquad T_H = 225{,}5^0 \text{ abs.}$$

$$P_H = 0{,}256 \text{ m} \qquad P_0 = 0{,}728 \text{ m}$$

$$(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}) = 0{,}3\ ^0/100 \text{ m}$$

$$\frac{\partial H}{\partial y} = 2 \text{ m/km}.$$

Die numerische Form der Gleichung lautet dann:

$$c = \frac{9{,}81 \cdot 7780 \cdot 0{,}256 \cdot 0{,}3 \cdot 2}{11{,}526 \cdot 0{,}728 \cdot 225{,}5}$$

$$= 6{,}0 \text{ m/sec oder } 21{,}6 \text{ km/h.}$$

Der Tiefdruckausläufer zieht also in 24 Stunden 518 km in der durch die Topographie der Tropopause festgelegten Richtung. Das Ergebnis stimmt mit der Wirklichkeit überein.

Der Kern der eigentlichen Zyklone wird durch die Tropopausenmulde nach Südwesten gesteuert, so daß sie am nächsten Tag westlich der Britischen Inseln zu finden sein wird.

Abb. 35. Topographie der Tropopause vom 3. 11. 1910, 7^h. Höhen in dyn. km.

Der 3. 11. 1910 liefert acht Aufstiege. Die Höhe der Tropopause über den einzelnen Stationen beträgt:

Station	Zeit	dyn. m	T in C
Manchester	5^{12}	8 500	— 52,0
Hamburg	7^{50}	8 190	— 54,8
Uccle	7^{08}	6 890	— 46,3
Trappes	5^{01}	9 540	— 49,0
Straßburg	7^{58}	7 940	— 48,9
München	8^{06}	7 720	— 50,1
Wien	8^{20}	7 940	— 50,7
Pavia	8^{29}	13 010	— 59,2

Durch die Hinzunahme der Aufstiegswerte von Trappes und Manchester ergibt sich eine etwas andere Darstellung der Topographie als die, welche V. Bjerknes entworfen hat. Die Tropopausenmulde hat ihre Lage wenig geändert. Der starke Gradient an ihrem südlichen Rand deutet darauf hin, daß sie bald verschwinden wird.

Das nunmehr westlich von Island gelegene Tief wird nach Europa vorstoßen. Über die Bewegung der über Schottland liegenden Depression kann man keine Aussagen machen.

An Hand der Wetterkarte vom 4. 11. kann man feststellen, daß die von mir angegebene Zugrichtung mit der tatsächlich eingeschlagenen nicht ganz übereinstimmt. Nach meiner Darstellung der Topographie müßte das Tief am nächsten Tage über Süddeutschland liegen, während es in Wirklichkeit mit seinem Kern etwa über dem Harz liegt. Eine Erklärung für das Abweichen von der nach der Topographie vom 3. 11. zu erwartenden Bahn findet man, wenn man die Aufstiege des nächsten Tages von München, Straß-

burg und Lindenberg betrachtet. Es zeigt sich, daß die Tropopause über den genannten Stationen mächtig gestiegen ist, über München 1650 m. Da dieses

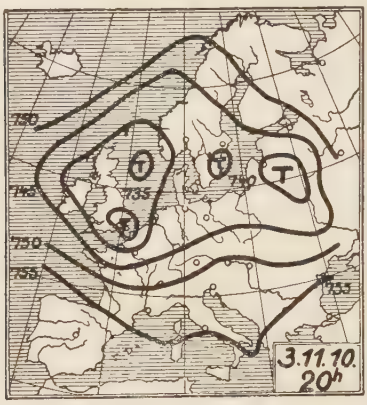

Abb. 36.

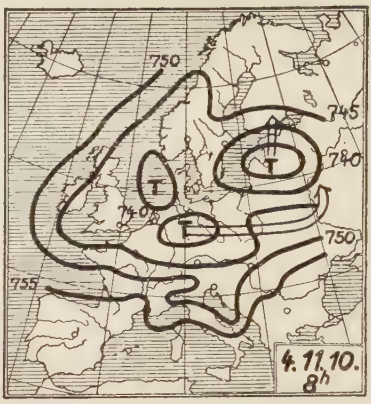

Abb. 37.

Ansteigen während der letzten 24 Stunden erfolgt sein muß, haben sich während dieser Zeit auch die 8- und 9-km-Linien in der Topographie nach Norden verschoben, wodurch der Kurs der Zyklone nördlicher verlaufen muß.

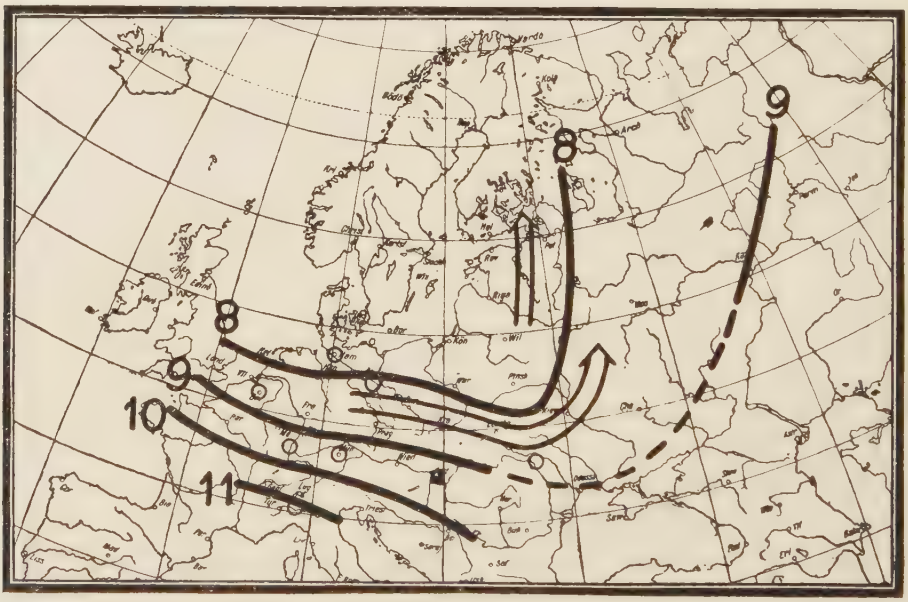

Abb. 38. Topographie der Tropopause vom 4. 11. 1910, 7h. Höhen in dyn. km. (Nach V. Bjerknes.)

Bei der weiteren Verfolgung der jetzt über Mitteldeutschland liegenden Zyklone will ich die von V. Bjerknes gezeichnete Topographie (Abb. 38) ohne Abänderung benutzen.

Höhe der Tropopause über den einzelnen Stationen:

Station	Zeit	dyn. m	T in C
Hamburg	7^{31}	7 280	— 47,1
Lindenberg	8^{05}	8 200	— 48,4
Uccle	6^{56}	8 150	— 55,8
Straßburg	8^{02}	9 250	— 44,0
München	8^{00}	9 370	— 44,0
Nijni-Oltch.	8^{58}	8 050	— 49,0
Pavia	8^{20}	11 100	— 58,1

Die sich aus der Tropopausentopographie ergebende Bewegungsrichtung ist wieder durch einen Pfeil angedeutet. An diesem Tage ist auch die schon am 3. 11. über Westrußland aufgetretene Zyklone in die Untersuchung mit einzubeziehen. Sie liegt am 4. 11. über dem Baltikum und muß sich weiter nordwärts verlagern. Eine Geschwindigkeitsberechnung läßt sich für diese Depression nicht durchführen. Wegen der geringen Neigung der Tropopause über diesem Gebiet kann man mit Sicherheit annehmen, daß ihre Geschwindigkeit gering sein wird.

Die numerische Berechnung der Geschwindigkeit für die mitteldeutsche Zyklone erfolgt unter Benutzung der Lindenberger Aufstiegsdaten. $\frac{\partial H}{\partial y}$ zwischen München und Hamburg beträgt 3,6 m/km. Es sind also der Berechnung folgende Werte zugrunde gelegt worden:

$$g = 9{,}81 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-2} \qquad \lambda = 11{,}526 \cdot 10^{-5} \cdot \text{sec}^{-1}$$
$$H = 8320 \text{ m} \qquad P_0 = 0{,}74 \text{ m}$$
$$P_H = 0{,}239 \text{ m} \qquad T_H = 224{,}6^0$$
$$(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}) = 0{,}6 \ ^0/100 \text{ m}$$
$$\frac{\partial H}{\partial y} = 3{,}6 \text{ m/km}$$
$$c = \frac{9{,}81 \cdot 8320 \cdot 0{,}239 \cdot 0{,}6 \cdot 3{,}6}{11{,}526 \cdot 0{,}74 \cdot 224{,}6}$$
$$= 21{,}4 \text{ m/sec oder } 77 \text{ km/h}.$$

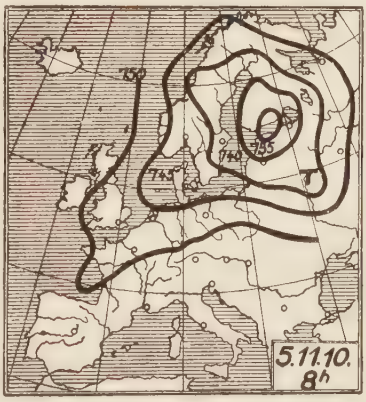

Abb. 39.

In 24 Stunden schreitet die Zyklone 1848 km fort.

Am nächsten Tage tritt die untersuchte Depression leider nicht mehr als selbständiges Isobarengebilde in Erscheinung. Sie ist jedoch als Sekundärdepression deutlich zu erkennen und liegt am 5. 11. mit ihrem Kern 31° E v. Gr. 54° N (Abb. 39). Verfolgt man den Weg, den die Zyklone nach der Theorie nehmen soll, so wird man die vollständige Übereinstimmung der errechneten Geschwindigkeit mit der tatsächlichen Bewegung feststellen können.

Die Untersuchung der letzten fünf Tage, bei denen eine Tropopausenmulde festgestellt werden konnte, hat gezeigt, daß retrograde und

meridionale Steuerung der Depressionen immer dann auftreten, wenn das Vorhandensein einer Tropopausenmulde zu beobachten ist. Eine weitere Untersuchung über die Entstehung der steuernden Tropopausenmulde wird auch die Frage prüfen, ob diese eigentümliche Verformung der Stratosphärengrenze bei der Entstehung der V b-Wetterlagen in jedem Falle beteiligt ist. Auf Grund der vorliegenden Ergebnisse glaube ich die Vermutung aussprechen zu dürfen, daß das Vorhandensein der Tropopausenmulde die Voraussetzung dafür ist, damit eine Mittelmeerdepression sich auf der Bahn der Vb-Zyklonen nach Norden bewegt. Wegen des stationären Charakters der steuernden Tropopausenmulde würden damit weitere Besonderheiten der V b-Wetterlage erklärt werden können.

VII. ÜBER DIE ANWENDUNG DER THEORIE AUF HOCHDRUCKGEBIETE.

Grundsätzlich können keine Bedenken bestehen mit Hilfe der Theorie der singulären Advektion erster Ordnung auch die Bewegung und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Antizyklonen zu untersuchen. Der Anwendung dieser Methode auf Hochdruckgebiete stellen sich aber verschiedene Schwierigkeiten in den Weg, auf die hier kurz hingewiesen werden soll[13]).

Die Zugrichtung läßt sich in jedem Fall auf Grund der Tropopausentopographie mit derselben Genauigkeit vorhersagen wie bei den Zyklonen. Meistens liegen von den Tagen mit Hochdruckwetterlage mehr Aufstiege vor, so daß das Zeichnen der Topographie leichter und mit größerer Sicherheit möglich ist.

Solange sich ein Hochdruckgebiet noch im zügigen Vordringen befindet, läßt sich auch die Geschwindigkeit ohne weitere Schwierigkeiten berechnen. Sie liefert meistens sehr hohe Werte. Sobald das Hoch aber eine quasistationäre Lage eingenommen hat, liefert die Berechnung der geringen Translationsbewegung falsche Werte. Das rührt daher, daß die Tropopause bei einer derartigen Wetterlage starke Schwankungen ausführt, die, wie ich an einem Fall zeigen werde, dazu führen können, daß eine Drehung des Gradienten der dynamischen Tropopause um 180° erfolgt, wodurch nach der Theorie eine rückläufige Bewegung der Luftmassen einsetzen muß.

Wegen des Auseinanderfließens der Luftmassen aus einem stationären Hochdruckgebiet ist es in vielen Fällen unmöglich, die sehr geringe Dislokation des Kerngebietes zu verfolgen. Die Schwierigkeit, das Kerngebiet einer Antizyklone wirklich genau zu bestimmen, ist manchmal sehr groß. Von einem Kern, wie bei einer Zyklone, kann man überhaupt nicht reden. Zutreffender ist der Begriff „Schwerpunkt". Dieser läßt sich meistens mit genügender Genauigkeit schon durch Anschauen bestimmen und seine Wanderung kann man verfolgen.

Es kommt hinzu, daß bei Antizyklonen innerhalb der Troposphäre ausgedehnte Diskontinuitätsflächen auftreten, die das Ergebnis der Rechnung modifizieren können. Diese Inversionen sind ja auf die Regionen bis zu

2500 m Höhe beschränkt, zuweilen noch sehr geringe in etwas höherem Niveau[25]). Darüber aber ist bis zur Tropopause noch keine nennenswerte Inversion festgestellt. Wenn man aber berücksichtigt, daß die Antizyklonen einen Durchmesser haben von der Größenordnung 1000 bis 2000 km, dann wird man den Anteil der unregelmäßig auftretenden Inversionen nicht hoch einschätzen können.

Abgesehen von den Faktoren, welche besonders die Berechnung der Translationsgeschwindigkeit ungünstig beeinflussen, läßt sich die Zugrichtung der Hochdruckgebiete in derselben Weise bestimmen wie bei den Zyklonen.

1.) 10. und 11. 8. 1932.

Das schon am 8. und 9. 8. wirksame europäische Hochdruckgebiet bleibt auch am 10. und 11. 8. erhalten, so daß die Bewegung desselben an zwei aufeinanderfolgenden Tagen untersucht werden kann.

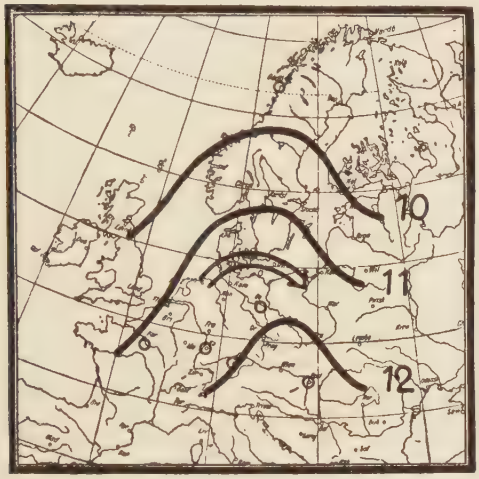

Abb. 40. Topographie der Tropopause vom 10. 8. 32, 17h. Höhen in dyn. km.

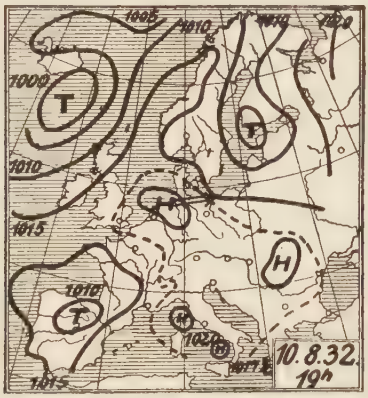

Abb. 41.

Am 10. 8., 18 Uhr sind 6 Stratosphärenaufstiege gemacht worden. Die mit Hilfe dieser Werte gezeichnete Topographie der Tropopause zeigt Abb. 40. Den Verlauf der Höhenlinie habe ich frei interpoliert.

Station	Zeit	dyn. m	T in C
Monte Rosa . . .	19^{30}	9 410	— 51,0
Lindenberg	18^{57}	11 890	— 58,0
Karlsruhe	18^{00}	11 700	— 54,0
München	17^{58}	11 990	— 54,6
Trappes	18^{00}	11 158	— 47,0
Budapest	16^{36}	12 230	— 53,5

Ich will das am 10. 8., 19 Uhr vor der Deutschen Bucht liegende Hoch verfolgen. Auf Grund des Bildes der Tropopausentopographie muß eine

west-östlich gerichtete Bewegung der Antizyklone erwartet werden, was durch den Pfeil angedeutet ist.

An Hand des Lindenberger Aufstiegs will ich die Bewegungsgeschwindigkeit der Antizyklone berechnen. Folgende Werte werden dazu benutzt:

$$g = 9{,}81 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-2} \qquad \lambda = 11{,}526 \cdot 10^{-5} \cdot \text{sec}^{-1}$$
$$H = 12\,127{,}8 \text{ m} \qquad T_H = 215^0 \text{ abs.}$$
$$P_H = 0{,}15 \text{ m} \qquad P_0 = 0{,}754 \text{ m}$$
$$(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}) = 0{,}77 \ ^0/100 \text{ m}$$
$$\frac{\partial H}{\partial y} = 0{,}7 \text{ m/km}.$$

Es ergibt sich folgender Ansatz:

$$c = \frac{9{,}81 \cdot 12\,127{,}8 \cdot 0{,}15 \cdot 0{,}77 \cdot 0{,}7}{11{,}526 \cdot 215 \cdot 0{,}754}$$
$$= 5{,}1 \text{ m/sec oder } 18{,}4 \text{ km/h}.$$

In 24 Stunden ergibt das ein Fortschreiten von 442 km.

Verfolgt man die tatsächliche Wanderung an Hand der Karte, so findet man das Hochdruckgebiet am 11. 8. mit seinem Kern über der Odermündung wieder. Es ist also in der erwarteten Richtung um die errechnete Kilometerzahl fortgeschritten.

Was nun die Bewegung des Tiefs über dem Baltikum betrifft, die auf Grund der Berliner Vorhersage nordwärts gerichtet sein soll, so kann festgestellt werden, daß sie sich vom 10. 8., 8 Uhr, bis zum 11. 8., 19 Uhr nicht von ihrer Stelle bewegt, sondern langsam aufgefüllt wird. Diese Aussage könnte man auf Grund der Topographie der Tropopausenfläche ebenfalls machen, wenn man sich die Freiheit nimmt, die 11- und 12 dyn.-km-Linie über dem Gebiet der Zyklone zu verlängern, so müßten sie von ihrem jetzigen Endpunkt aus nordwärts verlaufen. Daraus ergibt sich, daß ein Massentransport in das Gebiet der Zyklone hinein erfolgt, was eine Auffüllung bewirken muß.

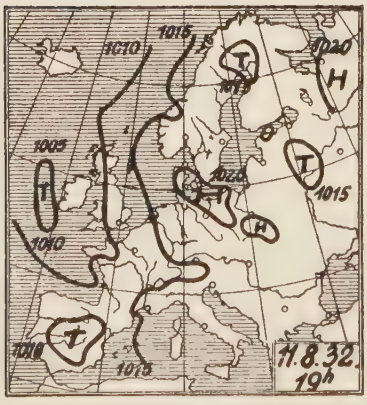

Abb. 42.

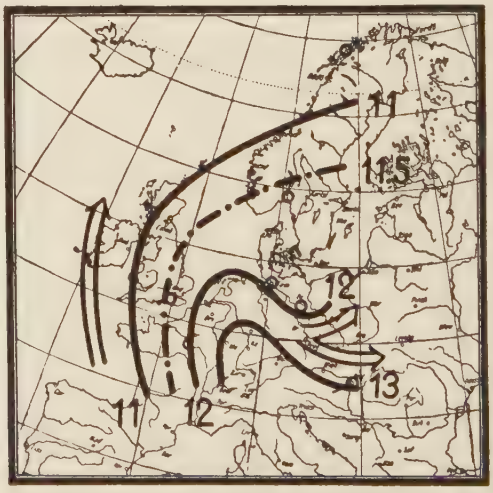

Abb. 43. Topographie der Tropopause vom 11. 8. 1932, 7h. Höhen in dyn. km.

11. 8. 1932.

Dieser Tag liefert zwar eine Reihe sehr schöner Stratosphärenaufstiege, leider aber keine für unsere Untersuchung besonders geeignete Wetterlage. Die Höhe der Tropopause über den Stationen beträgt:

Station	Zeit	dyn. m	T in C
Schiff	6^{45}	10 610	— 50,3
Ås	7^{23}	11 544	— 54,8
Hamburg	7^{00}	11 940	— 55,9
Lindenberg	5^{57}	11 880	— 57,6
Trappes	7^{00}	12 039	— 55,0
Budapest	6^{47}	12 965	— 54,6

Die Topographie der Tropopause zeigt Abb. 43. Gegenüber dem Vortage ist über Skandinavien eine Hebung festzustellen, die mit dem Auffüllen des Tiefs zusammenhängt. Im allgemeinen hat sich das Bild der Topographie nicht geändert. Durch die Aufstiege von Trappes und Kew bekommt man eine Vorstellung von der Form der Tropopausenfläche über Frankreich und der Nordsee und kann damit auch die über diesem Gebiet herrschende Bewegung der Luftmassen beurteilen.

An Hand der Topographie kann man sagen, daß das Hoch über Mitteldeutschland in östlicher Richtung abziehen muß, wobei gleichzeitig Vorstöße nach Nord- und Südosten zu erwarten sind. Wegen der geringen nordsüdlichen Neigung der Tropopause über diesem Gebiet wird das Vordringen des hohen Druckes nicht allzuweit erfolgen. Die Bewegung an der Nord- und Ostseeküste ist bereits durch die Bewegung des sekundären Hochs vom Vortage gekennzeichnet.

Mit den Werten des Lindenberger Aufstieges ist es möglich, Aussagen über die zu erwartende Geschwindigkeit zu machen.

Es ergeben sich folgende Werte:

$$g = 9{,}81 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-2} \qquad \lambda = 11{,}518 \cdot 10^{-5} \cdot \text{sec}^{-1}$$
$$H = 12\,117{,}6 \text{ m} \qquad P_0 = 0{,}755 \text{ m}$$
$$P_H = 0{,}149 \text{ m} \qquad T = 215{,}4^0 \text{ abs.}$$
$$(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}) = 0{,}3\ ^0/100 \text{ m}$$
$$\frac{\partial H}{\partial y} = 1{,}8 \text{ m/km.}$$

Der Ansatz lautet:

$$c = \frac{9{,}81 \cdot 12117{,}6 \cdot 0{,}149 \cdot 0{,}30 \cdot 1{,}8}{11{,}518 \cdot 215{,}4 \cdot 0{,}755}$$
$$= 5{,}1 \text{ m/sec oder } 18{,}4 \text{ km/h.}$$

Das sind in 24 Stunden 442 km.

Besonders bemerkenswert an diesem Tage ist die gute Übereinstimmung der aus der Tropopausentopographie hergeleiteten Zugrichtung des Hochdruckgebietes mit der Strömungsrichtung in der Höhe.

Pilotballonbeobachtungen vom 11. 8. 1932.

Aachen 5^{00}			München 6^{56}			Hamburg 6^{00}		
Höhe	Grad	m/sec	Höhe	Grad	m/sec	Höhe	Grad	m/sec
6 000	200	4	6 000	357	10	6 000	315	11
7 000	170	7	7 000	313	12	7 000	315	12
8 000	270	8	8 000	319	9	8 000	315	10
9 000	250	11	9 000	310	10	9 000	315	10
10 000	240	11	10 000	298	16	10 000	290	14
11 000	260	11	11 000	300	12	11 000	290	12
12 000	**260**	**13**	**12 000**	**280**	**20**	**12 000**	**315**	**18**
13 000	260	10	13 000	304	14	13 000	290	16
14 000	250	9	14 000	303	19	14 000	290	16
15 000	250	14	15 000	310	10			
16 000	270	6	16 000	287	12			

Lindenberg 5^{57}			Wien 6^{56}			Budapest 6^{47}		
Höhe	Grad	m/sec	Höhe	Grad	m/sec	Höhe	Grad	m/sec
6 000	326	12	6 000	317	9	6 000	317	12
7 000	326	15	7 000	304	15	7 000	317	12
8 000	326	12	8 000	315	14	8 000	315	24
9 000	326	14	9 000	315	15	9 000	320	24
10 000	326	18	10 000	316	16	10 000	320	24
11 000	326	16	11 000	321	19	11 000	320	24
12 000	**326**	**18**	12 000	315	21	**12 000**	**320**	**24**
13 000	315	18	**13 000**	**312**	**24**	13 000	320	24
14 000	315	13	14 000	311	20			
15 000	315	3	15 000	310	22			
16 000	315	3	16 000	329	21			

Die Höhenwindmessung von Hamburg zeigt ein Maximum von 18 m/sec in 12 000 m Höhe, der Höhe der Tropopause. Gleichzeitig tritt ein Windsprung auf. Für Lindenberg mußte man nach der Lage der 12-dyn.-km-Linie in der Topographie die gleiche Richtung des Höhenwindes erwarten. Die Windbeobachtungen lassen jedoch erkennen, daß über Lindenberg die Windstärke in Tropopausenhöhe gleich der über Hamburg ist, die Richtung jedoch 326 gegen 315 bei Hamburg beträgt. Schon ab 6000 m ist die Strömung über Lindenberg um 11^0 nördlicher als über Hamburg. Über Aachen tritt ein sekundäres Maximum der Windstärke im Niveau der Tropopause ein. Die Richtung von 260^0 stimmt mit der nach der Topographie zu erwartenden gut überein. Ein Windsprung ist nicht festgestellt worden. Über Wien ist das Maximum der Windstärke mit Windsprung sehr deutlich erkennbar in Höhe der Tropopause, auch die Richtung stimmt sehr gut mit der Linienführung in der Topographie überein. Die Münchener Beobachtung zeigt die maximale Windstärke bei 12 000 m Höhe (280^0, 20 m/sec), der Höhe der Stratosphärengrenze. Über Budapest herrscht ab 9000 m eine vollkommen homogene Nordwestströmung von 320^0, 24 m/sec, so daß die Tropopause nicht besonders kenntlich wird.

Vergleicht man nun noch einmal die auf Grund unserer Theorie mögliche Vorhersage der Zugrichtung und -geschwindigkeit der fraglichen Antizyklone mit dem Wetterbericht der öffentlichen Wetterdienststelle Berlin, so findet man folgende Angabe am 11. 8. 1932, 8 Uhr: „Das jetzt über Deutschland befindliche Hoch setzt seinen Weg langsam nach Nordosten fort, während das westliche Tiefdrucksystem ostwärts nachdrängt. Dabei dürfte unser Bezirk auf der Ostseite des tiefen Druckes verbleiben und bald in den Bereich wärmerer, subtropischer Luftmassen gelangen." Die Angabe über die Zugrichtung stimmt mit der von uns ermittelten und tatsächlich eintretenden nicht völlig überein.

Man kann auch das in dem Bericht erwähnte westliche Tiefdrucksystem in die Betrachtung mit einbeziehen. Es liegt am 11. 8. 1932 mit seinem Kern

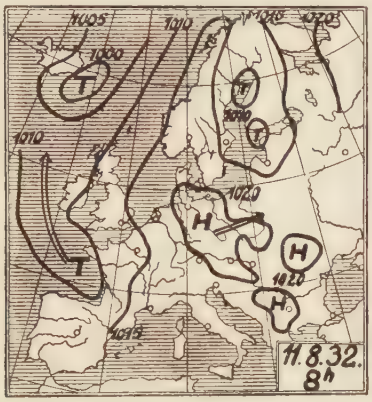

Abb. 44.

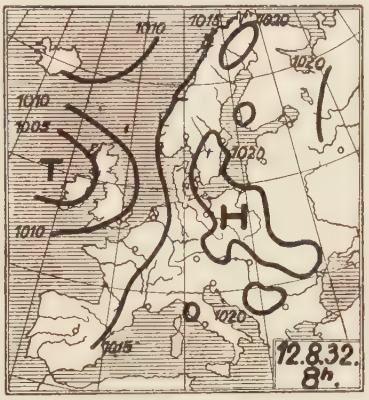

Abb. 45.

über der Biskaya. An Hand der Tropopausentopographie erkennt man, daß diese Zyklone niemals eine östliche Richtung einschlagen wird, sondern daß es nordwärts fortziehen muß und am nächsten Tag westlich der Britischen Inseln zu finden sein wird. Eine Prüfung dieser Vorhersage ist an Hand der Wetterkarte vom 12. 8. 1932 (Abb. 45) leicht anzustellen und zeigt, daß die auf Grund der Tropopausentopographie bestimmte Bewegungsrichtung tatsächlich eintritt. Wir sind sogar imstande, eine Angabe über die Geschwindigkeit dieser Verlagerung zu machen, die einen größenordnungsmäßig richtigen Wert liefern muß, indem wir den Aufstieg von Trappes der Rechnung zugrunde legen. In Wirklichkeit ist wahrscheinlich die Höhe und das Gefälle der Tropopause über dem fraglichen Gebiet anders als über Trappes, und wir müssen erwarten, daß die errechnete Geschwindigkeit etwas zu groß sein wird. Folgende Werte werden benutzt:

$$g = 9{,}81 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-2} \qquad \lambda = 10{,}96 \cdot 10^{-5} \cdot \text{sec}^{-1}$$
$$H = 12\,279{,}8 \text{ m} \qquad P_0 = 0{,}745 \text{ m}$$
$$P_H = 0{,}152 \text{ m} \qquad T = 218^0 \text{ abs.}$$
$$(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}) = 0{,}5\ ^0/100 \text{ m}$$
$$\frac{\partial H}{\partial y} = 3{,}0 \text{ m/km}$$

$$c = \frac{9{,}81 \cdot 12\,279{,}8 \cdot 0{,}152 \cdot 0{,}5 \cdot 3{,}0}{10{,}96 \cdot 218 \cdot 0{,}745}$$

$$= 13{,}5 \text{ m/sec oder } 48{,}6 \text{ km/h}.$$

Das sind in 24 Stunden 1166 km.

Das Ergebnis unserer Untersuchung ist also eine nördliche Verlagerung der Zyklone mit der angegebenen Geschwindigkeit. Sie wird am nächsten Tage nördlich von Irland anzutreffen sein. Ein Blick auf die Wetterkarte vom 12. 8. (Abb. 45) zeigt, daß die Vorhersage richtig war. Die für unseren Bereich in Aussicht gestellten subtropischen Luftmassen dürften nicht angekommen sein, dagegen werden kühle und feuchte Luftmassen über Westfrankreich Raum gewonnen haben.

Abb. 46. Topographie der Tropopause vom 15. 9. 32, 13^h. Höhen in dyn. km.

So zeigt also die Untersuchung der beiden letzten Tage deutlich, daß auch die Hochdruckgebiete mit Hilfe der Theorie der singulären Advektion bestimmt werden können, was in den meisten Fällen jedoch weniger befriedigend ist als die Verfolgung der Zyklonen.

Außerdem liefert der letzte Tag noch einmal ein schönes Beispiel für die Anwendung der Theorie auf die praktische Wettervorhersage. Ich habe aus leicht erklärlichen Gründen darauf verzichten müssen, die Untersuchung in dieser Richtung weiterzuführen. Es wäre eine sehr interessante Aufgabe, mit Hilfe der Theorie der singulären Advektion die Wanderung der Luftmassen zu verfolgen, durch Aufstiege geringerer Höhe ihren Charakter zu untersuchen und ihre allmähliche Transformation festzustellen.

2.) 15. 9. 1932.

Die Aufstiege vom 15. 9. 13 Uhr ergaben folgende Tropopausenhöhen:

Station	Zeit	dyn. m	T in C
Ås	13^{22}	12 181	— 59,4
Sealand	13^{08}	12 600	— 62,0
Lindenberg	13^{01}	13 020	— 59,0
Karlsruhe	13^{00}	12 500	— 58,9
Trappes	13^{00}	12 062	— 66,0
München	12^{59}	13 940	— 58,4

Die Darstellung der Topographie zeigt einen fast konzentrischen Verlauf der Höhenlinien um einen Kern von 14 dyn. km Höhe. Die Bewegung des Hochs muß also in südöstlicher Richtung erfolgen und zwar ziemlich rasch,

da die Neigung der Tropopause über Mitteldeutschland sehr stark ist. Der Geschwindigkeitsberechnung legen wir den Lindenberger Aufstieg zugrunde, das am 15. 9. mittags noch im Kern des Hochdruckgebietes liegt.

$$g = 9{,}81 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-2} \qquad \lambda = 11{,}526 \cdot 10^{-5} \cdot \text{sec}^{-1}$$
$$H = 13\,280 \text{ m} \qquad T = 214^0 \text{ abs.}$$
$$P_H = 0{,}135 \text{ m} \qquad P_0 = 0{,}763 \text{ m}$$
$$(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}) = 0{,}95\ ^0/100 \text{ m}$$
$$\frac{\partial H}{\partial y} = 1{,}4 \text{ m/km}.$$

Es ergibt sich folgender Ansatz:

$$c = \frac{9{,}81 \cdot 13\,280 \cdot 0{,}95 \cdot 0{,}135 \cdot 1{,}4}{11{,}526 \cdot 214 \cdot 0{,}763}$$
$$= 12{,}5 \text{ m/sec oder } 45 \text{ km/h}.$$

In 24 Stunden bewegt sich das Hochdruckgebiet demnach 1080 km fort. Die Berechnung stimmt mit dem tatsächlichen Fortschreiten des Hochs vollständig überein.

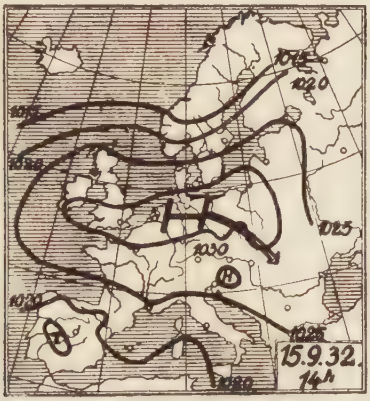

Abb. 47.

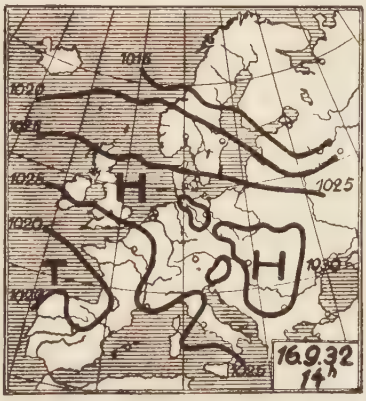

Abb. 48.

Wenn die Höhenlinie von 14 dyn. km geschlossen ist, wie ich angenommen habe, dann müßte im Innern des durch diese Höhenlinie umschlossenen Gebietes keine Bewegung stattfinden. Das ist auch in diesem Beispiel der Fall, was man daran erkennt, daß das am 15. 9. 14 Uhr nördlich von Triest gelegene kleine Hoch seine Lage bis zum 16. 9. nur wenig westlich ändert.

3.) 15. und 16. 6. 1927.

Am Vortage des vorliegenden Falles, also am 14. 6. 1927, stellt sich die Wetterlage folgendermaßen dar: Ein Ausläufer des mit seinem Kern über Finnland liegenden Hochdruckgebietes (770 mm) liegt über dem Nordatlantik zwischen Schottland und Grönland. Über der Nordsee liegt ein Tief von 760 mm.

Von diesem Tage liegen nur drei Aufstiege vor, die in die Stratosphäre reichen.

Station	Zeit	dyn. m	T in C
Sealand	7^{15}	10 240	— 59,5
Lindenberg	7^{05}	11 200	— 57,5
München	6^{30}	12 290	— 56,6

Die Tropopause zeigt also ein süd-nördliches Gefälle, woraus allgemein auf eine west-östliche Bewegung des Hochdruckausläufers und des über der Nordsee liegenden Tiefs zu schließen ist.

Die Vorhersage für den 15. 6. lautet dagegen: „Die herrschenden Strömungsverhältnisse sprechen für eine allmähliche Verstärkung der süd-westlichen Depression, wodurch bei uns voraussichtlich eine schwache Luftströmung aus östlicher Richtung auftreten wird."

Am 15. 6. ist der Hochdruckausläufer südöstlich fortgeschritten und hat sich gleichzeitig zu einem selbständigen System entwickelt. Der Kern von 767 mm liegt über der mittleren Nordsee nahe der englischen Küste. Unser Interesse gilt im folgenden der Bewegung dieses kleinen geschlossenen Hochs.

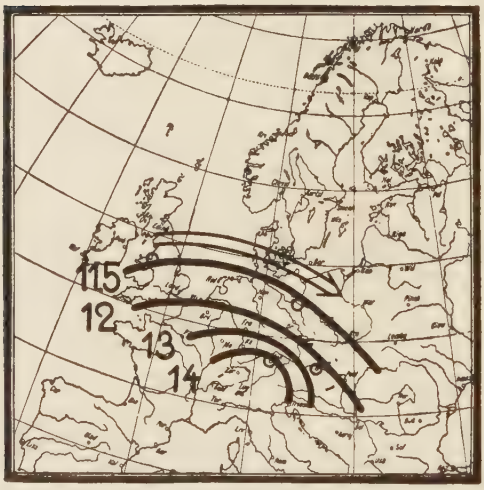

Abb. 49. Topographie der Tropopause vom 15. 6. 1927, 7^h. Höhen in dyn. km.

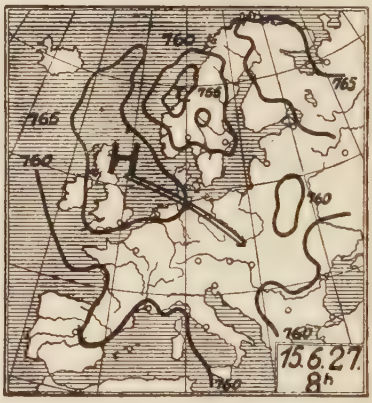

Abb. 50.

Vom 15. 6. liegen leider auch nur 4 Aufstiege bis zur Stratosphäre vor.

Station	Zeit	dyn. m	T in C
Sealand	7^{15}	11 350	— 59,0
Lindenberg	7^{01}	11 600	— 58,7
München	6^{57}	14 270	— 61,4
Wien	7^{02}	12 330	— 62,8

Mit diesen Werten für die Stratosphärengrenze läßt sich eine Topographie der Tropopause entwerfen (Abb. 49).

Der Verlauf der Höhenlinien über Westdeutschland und Frankreich kann natürlich nur vermutet werden. Man kann aber aus der Topographie mit Sicherheit entnehmen, daß die Bewegung des Hochdruckgebietes über der Nordsee von West-Nordwest nach Ost-Südost erfolgen muß, über Norddeutschland allmählich übergehend in die Nordwest-Südost-Richtung.

Mit Hilfe der Aufstiegswerte von S e a l a n d will ich die Wanderung des Kernes bestimmen. Dabei ist zu beachten, daß das Ergebnis nur annähernd richtig sein kann, weil die Bestimmung des Temperaturgradientensprunges auf Werten fußt, die 6000 m unterhalb und oberhalb der Tropopause liegen. Die Neigung der Tropopause wird aus dem Abstand der Höhenlinie von 12 dyn. km und der Höhe der Tropopause über Sealand berechnet.

Folgende Werte sind dafür erforderlich:

$$g = 9{,}81 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-2} \qquad \lambda = 11{,}68 \cdot 10^{-5} \cdot \text{sec}^{-1}$$
$$H = 11\,577 \text{ m} \qquad T_H = 214^0 \text{ abs.}$$
$$P_H = 0{,}157 \text{ m} \qquad P_0 = 0{,}767 \text{ m}$$
$$(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}) = 0{,}9\ ^0/100 \text{ m}$$
$$\frac{\partial H}{\partial y} = 1{,}9 \text{ m/km}.$$

$$c = \frac{9{,}81 \cdot 11\,577 \cdot 0{,}157 \cdot 0{,}9 \cdot 1{,}9}{11{,}68 \cdot 0{,}767 \cdot 214}$$
$$= 16 \text{ m/sec oder } 57{,}6 \text{ km/h}.$$

Mit dieser Geschwindigkeit muß das fragliche Hoch in 24 Stunden 1382 km fortgeschritten sein.

P i l o t b a l l o n b e o b a c h t u n g e n H a m b u r g 8 U h r.

Höhe m	Richtung Grad	Geschwindigkeit m/sec
200	340	8
1 000	340	7
2 000	315	11
3 000	290	13
4 000	280	15
5 000	280	15
6 000	270	21
7 000	260	25
8 000	260	26
9 000	270	36
10 000	270	38
11 000	290	38
12 000	290	50
13 000	290	52

Es ist möglich, in diesem Falle die Pilotballonbeobachtungen von Hamburg in die Betrachtung mit einzubeziehen. Hamburg liegt auf dem gleichen Strömungsband des Bewegungsfeldes wie das Zentrum des Hochdruck-

gebietes. Es ist also zu erwarten, daß die Windrichtung im Niveau der Tropopause mit der durch die Topographie bestimmten Zugrichtung zusammenfällt. Die Pilotballonbeobachtungen zeigen, daß die Strömung an der Tropopause, die über Hamburg etwa in 11,5 km liegen dürfte, tatsächlich dieselbe Richtung aufweist wie der Bewegungsvektor in der Topographie. In der homogenen Westströmung von 3000 m bis zur Gipfelhöhe des Aufstieges erkennt man die Beteiligung der höheren Luftschichten an dem Aufbau und dem Vordringen dieses Hochdruckgebietes.

Am 16. 6. ist der Kern des Hochs auf 770 mm gestiegen. Er liegt jetzt über Berlin.

Der Wetterbericht der öffentlichen Wetterdienststelle Berlin teilt am 16. 6. mit: „Sekundärer Druckanstieg, hervorgerufen durch Kaltluftmassen der jetzt über Nordfinnland gelegenen Depression zusammen mit Vorgängen in höheren Luftschichten, haben zur Verlagerung des westlichen Hochdruckgebietes nach dem mittleren Europa geführt.“ Bedeutsam ist die Erwähnung des Anteils der höheren Luftschichten an dieser Verlagerung des Hochs, wenn auch die Rolle der kleinen finnischen Zyklone überschätzt sein dürfte.

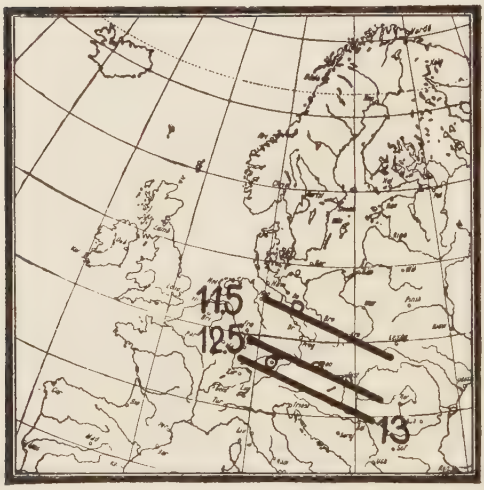

Abb. 51. Topographie der Tropopause vom 16. 6. 1927, 7^h. Höhen in dyn. km.

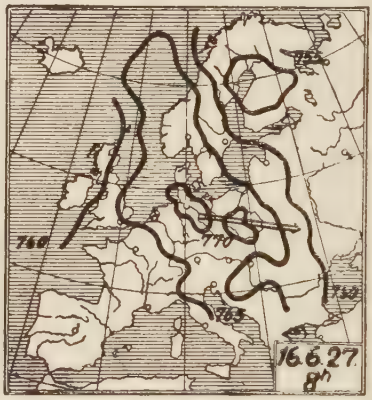

Abb. 52.

Am 16. 6. sind 4 Aufstiege gemacht worden, die für unsere Untersuchung geeignet sind:

Station	Zeit	dyn. m	T in C
Lindenberg	7^{06}	11 440	— 62,6
München	7^{01}	12 930	— 58,8
Wien	7^{04}	12 490	— 59,6
Budapest	7^{32}	12 480	— 60,6

Die Topographie der Tropopause hat sich im großen wenig verändert. Die Richtung des Gefälles ist erhalten geblieben. Daraus ergibt sich, daß die

Bewegungsrichtung wie am Vortage NW — SO sein wird (Abb. 51). Mit nur 4 Aufstiegen in der vorliegenden Verteilung kann man keine stichhaltige Topographie entwerfen. Ich möchte aber die Wanderung dieses Hochs weiter verfolgen, um dabei auf einen Umstand hinzuweisen, der gelegentlich die Berechnung der Geschwindigkeit illusorisch macht.

Man wird zur Berechnung der Geschwindigkeit die Lindenberger Aufstiege benutzen. Die durch die tiefste Temperatur gekennzeichnete Höhe der Tropopause liegt bei 11 440 dyn. m. Das Kennzeichen der tiefsten Temperatur ist in diesem Falle so deutlich, daß wegen der Höhe der Stratosphärengrenze kein Zweifel entstehen kann. $\frac{\partial H}{\partial y}$ kann zwischen Lindenberg und München genommen werden.

Die Rechnung soll hier nicht durchgeführt werden, denn sie liefert ein völlig falsches Ergebnis. Man erhält den doppelten Betrag von der wirklich zurückgelegten Entfernung. Die Ursache dafür liegt darin, daß die Tropopause über Lindenberg am nächsten Morgen, den 17. 8., bei 13 800 dyn. m liegt. Sie liegt an diesem Tage über Lindenberg höher als über München (13 330 dyn. m), was nach der Theorie eine rückläufige Bewegung des Hochdruckgebietes hervorrufen muß. Es ist wahrscheinlich, daß diese der ursprünglichen Richtung entgegengesetzte Strömung nur für kurze Zeit wirksam ist, denn am 18. 6. ist die Antizyklone weiter nach Südosten gezogen.

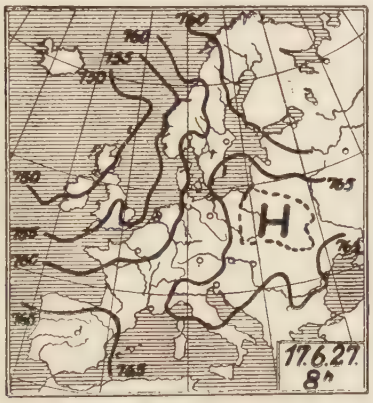

Abb. 53.

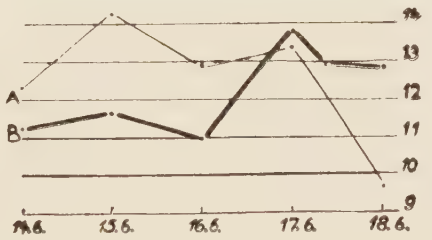

Abb. 54. Schwankungen der Tropopause über München (A) und Lindenberg (B).

Die Schwankungen der Tropopause sind schematisch in Abb. 54 dargestellt. Man erkennt das Überschneiden der Höhenlinien der Tropopause am 17. 6., was eine retrograde Bewegung des Hochs zur Folge haben muß.

4.) 2. 10. bis 4. 10. 1912.

Am 1. 10. stößt eine tiefe Depression sehr schnell über die Nordsee nach Osten vor und liegt am 2. 10. mit ihrem Kern bereits über dem Bottnischen Meerbusen. Die am 2. 10. eingesetzten internationalen Aufstiege geben die Möglichkeit, den nun folgenden Übergang in eine Hochdruckwetterlage mit Hilfe der Theorie der singulären Advektion zu untersuchen.

Die für die Darstellung der Topographie der Tropopause benutzten Aufstiege liegen alle abseits von dem Gebiet der Zyklone, so daß es in diesem Falle keinen Sinn hat, eine Berechnung der Geschwindigkeit vorzunehmen. Über die weitere Bewegung des Zyklonenkernes läßt sich mit Sicherheit nichts aussagen, da der Verlauf der Isohypsen östlich der Oder ungewiß ist. Man kann nur sagen, daß der noch über Norddeutschland lagernde Teil des Tiefs in nordöstlicher Richtung abziehen wird. Da die Neigung der Tropopause nach Osten scheinbar immer geringer wird, ist damit zu rechnen, daß sich das Kerngebiet nur wenig verlagern wird.

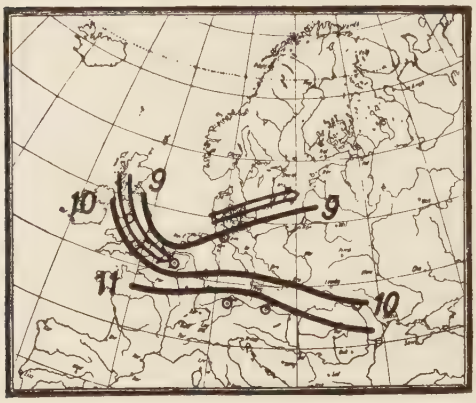

Abb. 55. Topographie der Tropopause vom 2. 10. 1912, 7^h. Höhen in geom. km.

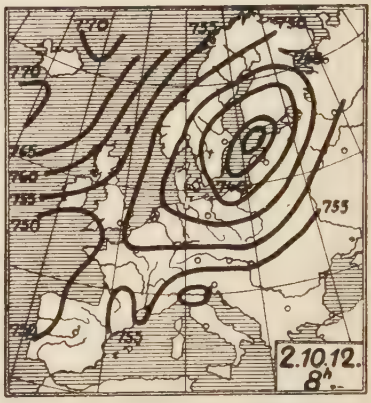

Abb. 56.

Bedeutungsvoller für die Wetterentwicklung ist aber die Kenntnis der Luftmassenverschiebung über Westeuropa. Es ist die Frage, ob das vor dem Eingang des Ärmelkanals herangezogene Tief der Bahn seines Vorgängers folgen wird oder ob das isländische Hoch nach Süden vordringt (Abb. 56.)

Die Topographie der Tropopause gibt hierüber Aufschluß. Sie zeigt, daß das Hoch über die Britischen Inseln nach Europa eindringen wird. Das vor dem Kanal liegende Tief wird sich südwärts verlagern. Ein Vergleich mit der Wetterkarte vom nächsten Tage läßt erkennen, daß diese Prognose richtig war.

3. 10. 1912.

Der 3. 10. liefert 9 Aufstiege. Die Höhe der Tropopause beträgt über:

Station	Zeit	dyn. m	T in C
Manchester	6^{55}	10 000	— 47,0
Oxfordshire	7^{05}	8 800	— 44,0
Hamburg	7^{59}	9 300	— 45,4
Uccle	6^{58}	9 000	— 46,8
Lindenberg	7^{58}	9 860	— 48,4
München	1^{54}	10 810	— 49,3
Wien	8^{00}	12 060	— 53,9
Pavia	7^{51}	12 710	— 60,3
Nijni-Oltchédaeff .	6^{18}	11 700	— 58,5

Das Bild der Tropopausentopographie hat sich gegenüber dem Vortage wenig verändert. Die schon am 2. 10. festgestellte Bewegungsrichtung der Antizyklone bleibt bestehen. Sie wird sich also weiter mit großer Geschwindigkeit über Mitteleuropa ausbreiten. Der Kern liegt an diesem Tage noch über

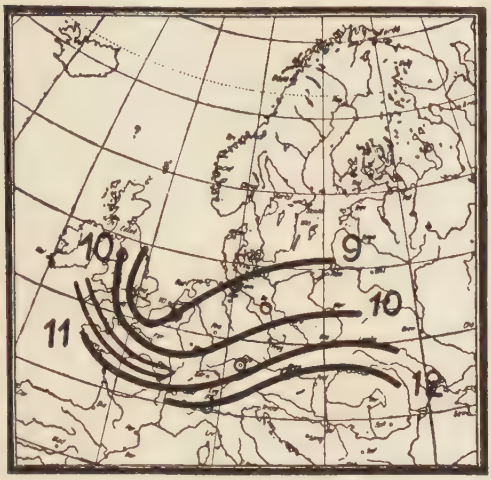

Abb. 57. Topographie der Tropopause vom 3. 10. 1912, 7^h. Höhen in geom. km.

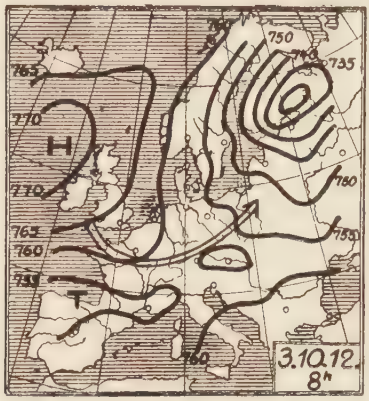

Abb. 58.

dem Nordatlantik. Er wird über die Britischen Inseln nach Süden vorstoßen. Über Nordfrankreich und Belgien wird die Bewegung in die West—Ost-Richtung übergehen. Wegen des sehr starken Gefälles der Tropopause kann man mit einer sehr großen Geschwindigkeit rechnen. Den numerischen Wert will ich mit Hilfe des Aufstieges von Uccle berechnen.

Angabe der Werte:

$$g = 9{,}81 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-2} \qquad \lambda = 11{,}32 \cdot 10^{-5} \cdot \text{sec}^{-1}$$
$$H = 9010 \text{ m} \qquad P_0 = 0{,}752 \text{ m}$$
$$P_H = 0{,}223 \text{ m} \qquad T_H = 226{,}2^0 \text{ abs.}$$
$$(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}) = 0{,}7\ ^0/100 \text{ m}$$
$$\frac{\partial H}{\partial y} = 3{,}1 \text{ m/km}.$$

Es ergibt sich folgender Ansatz:

$$c = \frac{9{,}81 \cdot 9010 \cdot 0{,}223 \cdot 0{,}7 \cdot 3{,}1}{11{,}32 \cdot 0{,}752 \cdot 226{,}2}$$
$$= 23 \text{ m/sec oder } 82{,}8 \text{ km/h}.$$

Mit dieser Geschwindigkeit muß sich das Hoch in 24 Stunden 1987 km fortbewegen. Prüfen wir dieses Ergebnis an Hand der Wetterkarte vom 4. 10. (Abb. 59), so ergibt sich, daß, da das Kerngebiet der Antizyklone am 3. 10. noch nicht so ausgeprägt war, ein Fortschreiten der Isobare 760 mm um etwa 1900 km, der Isobare 765 mm um 2000 km, der Isobare 770 mm um 2300 km. Die Ungenauigkeit ergibt sich aus der Unmöglichkeit, die

Wanderung der Isobarenlinien genau zu verfolgen. Man ist aber auf Grund dieser Rechnung imstande, die Prognose dahin zu erweitern, daß man z. B. sagen kann, Wien, das am 3. 10. nach der Wetterkarte einen Druck von 755 mm aufweist, wird am nächsten Tage einen Druck von 770 mm haben. Ebenso könnte man für alle mittel- und norddeutschen Orte einen Druckanstieg bis auf 770 mm mit Hilfe des Rechnungsergebnisses vorhersagen.

4. 10. 1912.

Am 4. 10. liegt der Kern des atlantischen Hochdruckgebietes über Südengland (Abb. 59).

Station	Zeit	dyn. m	T in C
Manchester	6^{55}	10 900	— 52,0
Pyrton-Hill	7^{06}	10 700	— 56,0
Hamburg	7^{56}	9 100	— 49,0
Uccle	6^{58}	10 110	— 52,0
Lindenberg	8^{30}	10 000	— 48,0
Straßburg I . . .	9^{30}	10 550	— 46,0
München	7^{54}	10 390	— 43,6
Limerick	7^{00}	11 000	— 57,0
Nijni-Oltchédaeff .	6^{08}	12 320	— 59,3

Trotz dieser zahlreichen Aufstiege bereitet das Zeichnen der Topographie Schwierigkeiten, weil die Höhe der Tropopause über Trappes, Straßburg und München nicht mit Sicherheit anzugeben ist. Diese Stationen sind aber für den Entwurf der Topographie von großer Bedeutung. Bei näherer Betrachtung des Straßburger Aufstiegs zeigt sich, daß zwischen der Registrierung des Lamellen- und Rohrthermographen ein Unterschied besteht. Straßburg I sind die Angaben des Lamellenthermographen. Ich habe diesen Aufstieg verwendet und die Höhe der Tropopause mit 10 550 m angenommen, weil sich dadurch ein einheitliches Bild der Topographie ergibt. Berücksichtigt man noch den Münchner Aufstieg von 2^{08}, der die Tropopause bei 10 270 erkennen läßt, dann wird die Angabe in den internationalen Aufstiegen, nach der die Tropopause um 7^{54} bei 10 390 m angenommen wird, richtig sein. Der Aufstieg von Trappes weicht zeitlich von dem synoptischen Termin erheblich ab, er ist bereits um 4^{06} gemacht worden. Außerdem ist die Höhe der Tropopause nicht deutlich zu erkennen; sie wird in den internationalen Aufstiegen bei 11 560 m angegeben. Ich kann mich dieser präzisen Festsetzung nicht anschließen, das Niveau dürfte jedoch nach dem Bild der Tropopause zutreffen. Der Aufstieg ist deshalb nicht weiter berücksichtigt worden.

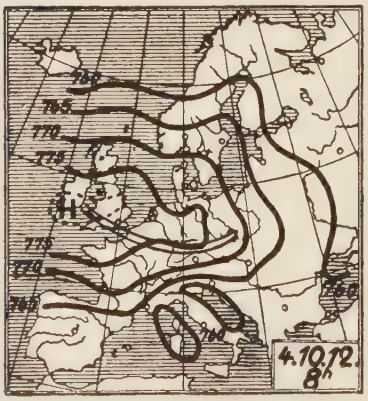

Abb. 59.

Zur Vervollständigung der Topographie ist auch der Aufstieg von Eka-

terinburg mit hineingenommen worden, obgleich er erst 10^{58} gemacht worden ist und die Grenze der möglichen Zeitabweichung überschreitet.

Die Zugrichtung der Antizyklone muß nach der Topographie die West-Ost-Richtung sein. Der Schwerpunkt wird sich wegen der noch über Westeuropa vorherrschenden NW — SO - Strömung zunächst südöstlich verlagern und dann nach Osten vorstoßen.

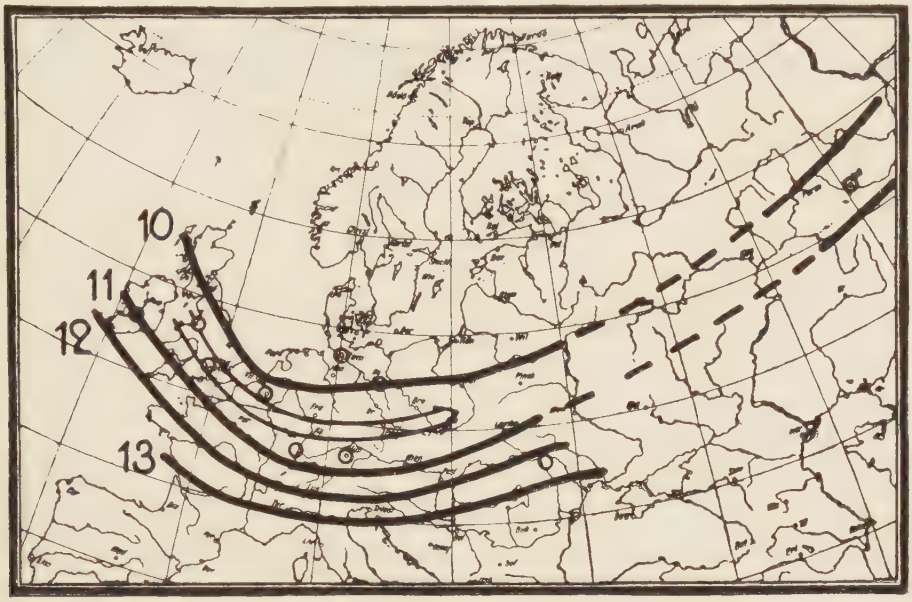

Abb. 60. Topographie der Tropopause vom 4. 10. 1912, 7^h. Höhen in geom. km.

Um eine Vorstellung von der Geschwindigkeit dieses Vorrückens zu erhalten, will ich die Rechnung mit Hilfe der Aufstiegswerte von Pyrton - Hill - Oxfordshire durchführen. Angabe der Werte:

$$g = 9{,}81 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-2} \qquad \lambda = 11{,}43 \cdot 10^{-5} \cdot \text{sec}^{-1}$$
$$H = 10\,700 \text{ m} \qquad P_0 = 0{,}762 \text{ m}$$
$$P_H = 0{,}182 \text{ m} \qquad T_H = 217^0 \text{ abs.}$$
$$(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}) = 0{,}9\ ^0/100 \text{ m}$$
$$\frac{\partial H}{\partial y} = 2{,}4 \text{ m/km}$$

$$c = \frac{9{,}81 \cdot 10\,700 \cdot 0{,}18 \cdot 0{,}9 \cdot 2{,}4}{11{,}43 \cdot 0{,}774 \cdot 221}$$
$$= 21{,}6 \text{ m/sec oder } 77{,}7 \text{ km/h.}$$

Das bedeutet ein Fortschreiten der Antizyklone um 1854 km in 24 Stunden. Ein Vergleich der beiden Wetterkarten vom 4. und 5. 10. (Abb. 59 u. 61) zeigt, daß dies tatsächlich der Fall ist.

Es ist nicht anzunehmen, daß die Geschwindigkeit bei diesem außerordentlich großräumigen Vorrücken immer gleich ist. Man kann schon an Hand der

Topographie der Tropopausenfläche beurteilen, daß sie über Nordfrankreich kleiner sein wird als über den Britischen Inseln. Von da ab müßte die Geschwindigkeit gegen Osten hin ständig abnehmen wegen der zwischen der Neigungsänderung der Tropopause und dem Strömungsfeld bestehenden Beziehung. Da aber die Luftströmung auch dem Trägheitsgesetz unterliegt, und die innere Reibung keine wesentliche Wirkung haben kann, so muß man die für Manchester errechnete Geschwindigkeit bei der Beurteilung des Vorrückens der Antizyklone auf dem europäischen Kontinent zugrunde legen. Streng genommen betrifft sie nur die über Manchester im Augenblick des Aufstiegs lagernde Luftmasse, die aber von der des Schwerpunktes der Antizyklone in diesem Falle nicht sehr abweicht. Man sieht hieran, wie wichtig es ist, bei der Ausführung der Rechnung einen Aufstieg zur Verfügung zu haben, der direkt aus dem Schwerpunkt des betrachteten Druckgebietes stammt, nur dann kann man das Fortschreiten richtig vorhersagen. Ist man aber gezwungen, Aufstiege aus den Randgebieten der Hoch- und Tiefdruckgebiete zu verwenden, um eine Aussage über die Geschwindigkeit ihres Zentrums zu machen, dann muß man mit fehlerhaften Ergebnissen rechnen. Die Fehler werden sich nur dann in vernünftigen Grenzen halten, wenn man imstande ist, den einen von den das Ergebnis sehr stark modifizierenden Faktoren, nämlich $\frac{\partial H}{\partial y}$, mit genügender Genauigkeit zu bestimmen. Daß man dann auch mit wenigen Aufstiegen, abseits des Schwerpunktes, dessen Geschwindigkeit gut vorhersagen kann, habe ich an verschiedenen Beispielen gezeigt.

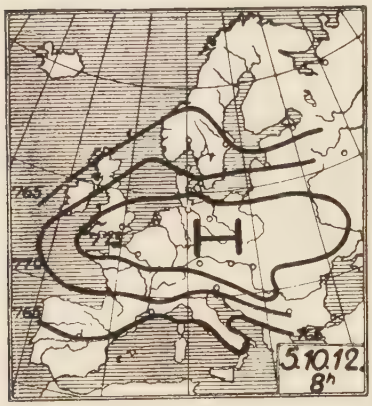

Abb. 61.

Anschließend will ich noch eine Geschwindigkeitsberechnung unter Benutzung der Aufstiegswerte von Uccle durchführen.

Angabe der Werte:

$$g = 9{,}81 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-2} \qquad \lambda = 11{,}32 \cdot 10^{-5} \cdot \text{sec}^{-1}$$
$$H = 10\,110 \text{ m} \qquad P_0 = 0{,}766 \text{ m}$$
$$P_H = 0{,}195 \text{ m} \qquad T_H = 221^0 \text{ abs.}$$
$$(\alpha_{-0} - \alpha_{+0}) = 0{,}5\ ^0/100 \text{ m}$$
$$\frac{\partial H}{\partial y} = 3.6 \text{ m/km}$$

$$c = \frac{9{,}81 \cdot 10\,110 \cdot 0{,}195 \cdot 0{,}5 \cdot 3{,}6}{11{,}32 \cdot 0{,}766 \cdot 221}$$
$$= 18{,}1 \text{ m/sec oder } 65{,}2 \text{ km/h.}$$

Das sind in 24 Stunden 1565 km.

Die Geschwindigkeit der über Uccle lagernden Luftmasse ist also etwas geringer als die des eigentlichen Kerngebietes. Man ist aber nicht imstande,

dieses Ergebnis an Hand der Wetterkarte zu kontrollieren und muß sich damit begnügen, eine Bestätigung des Ergebnisses der für Pyrton-Hill-Oxfordshire angestellten Rechnung gefunden zu haben.

ZUSAMMENFASSUNG.

Im ersten Teil der Arbeit wird eine Ableitung der Theorie der singulären Advektion erster Ordnung gegeben, mit deren Hilfe die unperiodischen Luftdruckschwankungen am Erdboden erklärt werden können. Ihr „Sitz" ist an den Diskontinuitätsflächen zu suchen, welche die Atmosphäre durchsetzen. Um den Anteil der Stratosphäre hieran zu erfassen, wurde nur die Tropopause berücksichtigt, welche die mächtigste, stets vorhandene Diskontinuitätsfläche erster Ordnung darstellt.

Die Theorie sagt aus, daß sich die Fortpflanzungsrichtung der isobarischen Gebilde bestimmen läßt an Hand der dynamischen Topographie der Tropopause. Der Bewegungsvektor weist in die Zugrichtung des Druckgebildes und steht senkrecht auf dem Gradienten der Tropopausenfläche, dergestalt, daß, wenn man in die Richtung der Bewegung blickt, die größeren Höhen der Tropopause zur Rechten liegen. Die numerische Translationsgeschwindigkeit kann mit Hilfe einer Gleichung[43]) errechnet werden. Sie ist abhängig von der Höhe der Tropopause, ihrer Neigung, vom Druck am Erdboden und im Niveau der unteren Stratosphärengrenze, von der an der Grenzfläche herrschenden absoluten Temperatur und dem Temperaturgradientensprung. Berücksichtigt werden muß ferner die Schwerebeschleunigung und die ablenkende Kraft der Erdrotation.

Streng genommen gilt die Gleichung nur bei neubildungsfreien Luftdrucksituationen und im Warmsektor einer Zyklone, wo weitere Diskontinuitätsflächen nicht auftreten. Die Größen aber, von denen die Geschwindigkeitsberechnung abhängt, bieten viele aus der Natur des Materials stammenden Fehlermöglichkeiten, denen gegenüber die mögliche Modifikation des Rechnungsergebnisses durch niedrigtroposphärische Diskontinuitäten klein sein wird. Ich habe deshalb den Versuch gemacht, die Theorie auf alle Druckgebilde anzuwenden, soweit sie neubildungsfrei waren.

Die Untersuchungen an den Zyklonen führten zu dem Ergebnis, daß sich in allen Fällen die Zugrichtung an Hand der Topographie der Tropopause vorhersagen läßt. Die Geschwindigkeitsberechnungen lieferten befriedigende Ergebnisse.

Im 6. Abschnitt wird eine bisher noch nicht beschriebene Ausprägung der Tropopause an 6 Beispielen aufgezeigt und hierfür der Begriff „Tropopausenmulde" eingeführt. Die durch sie bewirkte retrograde und meridionale Steuerung der Depressionen wird in fünf Fällen nachgewiesen. Es kann angenommen werden, daß das Vorhandensein einer steuernden Tropopausenmulde über Deutschland auch die Ursache der V b-Wetterlage ist.

Die Untersuchung der Hochdruckgebiete führte zu folgendem Ergebnis: Die Zugrichtung der Antizyklonen läßt sich in allen Fällen an Hand der Topographie der Tropopause

vorher bestimmen. Wenn die Höhe der Grenzfläche in Hochdruckgebieten größeren Schwankungen unterworfen ist, kann die Zugrichtung nicht für 24 Stunden festgelegt werden. Die Berechnung der Geschwindigkeit liefert nur bei aktiven Antizyklonen befriedigende Ergebnisse. Die Bewegung der Luftmassen in quasistationären Hochdruckgebieten lassen sich mit Hilfe der Theorie numerisch nicht erfassen.

Der Anwendungsbereich der Theorie erstreckt sich in erster Linie auf die Vorhersage der Zugrichtung an Hand der Topographie der Tropopause, denn diese ist auf Zyklonen und Antizyklonen in gleicher Weise anzuwenden. Damit ist gleichzeitig der Beweis erbracht, daß die Stratosphäre die Steuerung der troposphärischen Druckgebilde leitet und hierdurch indirekt die Bodendruckschwankungen am Erdboden hervorruft. Die Berechnung der Geschwindigkeit liefert in manchen Fällen unbefriedigende Ergebnisse, was wegen des vorhandenen Materials und des erweiterten Anwendungsbereichs der Theorie zu erwarten ist.

LITERATURVERZEICHNIS.

1. H. Ertel, Singuläre Advektion und Zyklonenbewegung. Meteorol. Zeitschr., 56, 11, 1939.
2. H. Ertel, Singuläre Advektion. Meteorol. Zeitschr., 53, 8, 1936.
3. H. Ertel, Zusammenhang von Luftdruckänderungen und Singularitäten des Impulsdichtefeldes. Sonderausgabe aus Sitz.-Ber. d. Preuß. Akad. d. Wiss. Berlin, Phys.-Math. Kl., 1936, XX.
4. H. Ertel, Singuläre Advektion und ihre Darstellung durch C. G. Rossbys Advektionsfunktion. Veröff. d. Meteorol, Inst. d. Univ. Berlin, I, 6, 1936.
5. H. Ertel, Advektiv-dynamische Theorie der Luftdruckschwankungen und ihre Periodizitäten. Veröff. d. Meteorol. Inst. d. Univ. Berlin, I, 1, 1936.
6. H. Ertel, Über die energetische Beeinflussung der Troposphäre durch stratosphärische Druckschwankungen. Gerlands Beiträge zur Geophysik, 37, 1, 1932.
7. H. Ertel und S. Li, Berechnung der Advektion. Meteorol. Zeitschr., 52, 10, 1935.
8. H. Ertel, Die Arten der Unstetigkeiten des Windfeldes an der Tropopause. Meteorol. Zeitschr., 53, 12, 1936.
9. H. Ertel, Der Einfluß der Stratosphäre auf die Dynamik des Wetters. Meteorol. Zeitschr., 48, 12, 1931.
10. F. M. Exner, Dynamische Meteorologie. 2. Auflage. Wien 1925, S. 291.
11. H. Philipps, Die Hauptprobleme der theoretischen Meteorologie. Die Naturwissenschaften, Heft 25 u. 26, 27. Jahrgang, 1939.
12. H. Ertel, Methoden und Probleme der dynamischen Meteorologie. Berlin 1938, S. 105.
13. A. Defant, Wetter und Wettervorhersage. 2. Aufl. Leipzig 1926, S. 135.
14. F. Baur, Die Bedeutung der Stratosphäre für die Großwetterlage. Meteorol. Zeitschr., 1936.
15. H. Lettau, Atmosphärische Turbulenz. Leipzig 1939, S. 166.
16. C. Junge, Turbulenzmessungen in den höheren Atmosphärenschichten. Annalen d. Hydr., 66, 1938.
17. J. Reger, Die Grenze zwischen Troposphäre und Stratosphäre. Arbeiten des Pr. Aeronautischen Observatoriums bei Lindenberg. XVI. Bd., 1930.
18. E. Palmén, Über die Temperaturverteilung in der Stratosphäre und ihren Einfluß auf die Dynamik des Wetters. Meteorol. Zeitschr., 51, 1, 1934.
19. J. Bjerknes und E. Palmén, Investigations of selected European Cyclones by means of serial ascents. Case 4. 1935. Geofysiske Publikasjoner, Vol. XII, No. 2.
20. E. Palmén, Registrierballonaufstiege in einer tiefen Zyklone. Soc. Sc. Fenn., Comm. Phys.-Math., VIII, 3.
21. Hann-Süring, Lehrbuch der Meteorologie. 5. Aufl. S. 219.
22. H. Runge, Zur Frage der Umwandlung einer kalten Antizyklone in eine warme. Meteorol. Zeitschr., 1931, 48, 10.
23. R. Mügge, Synoptische Betrachtungen. Meteorol. Zeitschr., 1931.
24. E. Palmén, Über die Bewegung der außertropischen Zyklonen. Soc. Sc. Fenn., Comm. Phys.-Math., III, S. 7.
25. Wilhelm Schmidt, Schrumpfen und Strecken in der freien Atmosphäre. Beitr. z. Physik der fr. Atm., VI, 19.
26. H. v. Ficker, Zur Frage der Steuerung in der Atmosphäre. Meteorol. Zeitschr., 55, 1, 1938.
27. A. Defant, Prim. u. sek.-fr. u. erzwungene Druckwellen i. d. Atm. Sitz.-Ber. Akad. Wiss. Wien, 135, 357, 26.
28. G. Falkenberg, Der Einfluß der Wellenlängentransformation auf das Klima bodennaher Luftschichten und d. Temp. d. fr. Atm. Meteorol. Zeitschr., 48, 9, 31.
29. H. Wagemann, Über Steiggebiete des Luftdrucks bei russischen Kältewellen. (Ein Beitr. zur Erklärung der Luftdruckschw. am Boden.) Veröff. d. Pr. Meteorol. Inst., Bd. IX, Nr. 2, 29.
30. Ergebnisse aerologischer Aufstiege an internationalen Tagen. Herausgeg. vom Präsidenten der Internationalen Aerologischen Kommission.
31. H. Philipps, Die Störungen des zonalen atmosphärischen Grundzustandes durch

stratosphärische Druckwellen. Reichsamt f. W. Wissenschaftliche Abhandlungen, Bd. II, Nr. 3, 36.
32. E. Palmén, Die Luftbewegung im Cirrusniveau über Zyklonen. Meteorol. Zeitschr., 48, 8, 1931.
33. R. Mügge, Über das Wesen der Steuerung. Meteorol. Zeitschr., 55, 6, 38.
34. E. Dinies, Die Auslösung und Steuerung von Kälteeinbrüchen durch hohe Druckänderungen. Meteorol. Zeitschr., 51, 7, 1934.
35. V. Bjerknes, Synoptische Darstellung atm. Zustände. Veröff. d. geophys. Inst. d. Univ. Leipzig. Jahrg. 1910, Heft 5. Leipzig 1915.
36. E. Palmén, Versuch zur Analyse der dynamischen Druckschwankungen in der Atmosphäre. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm., 19, 1932, S. 55—70.
37. E. Palmén, Über die Natur der Luftdruckschwankungen in höheren Schichten. Ebenda, Bd. XIV, 1928.
38. E. Palmén, Die Beziehung zwischen troposphär. und stratosphärischen Temperatur- und Druckschwankungen. Ebenda, XVII, 1931, S. 102.
39. H. Thomas, Zum Mechanismus stratosphärisch bedingter Druckänderungen. Meteorol. Zeitschr., 52, 2, 1935.
40. F. Möller, Gibt es nur stratosphärische Steuerung? Meteorol. Zeitschr., 55, 3, 1938.
41. Dtsch. Meteorol. Jahrb., 1937, Teil V, Aerol. Beob. Heft 13. Registrierballonaufstiege, herausgeg. v. Reichsamt f. W. Berlin 1938.
42. Ergebnisse der aerologischen Tagung vom 3. bis 6. Juli 1921. Sonderheft d. Zeitschr. Beiträge z. Phys. d. fr. Atm., Leipzig 1922.
43. V. Bjerknes, J. Bjerknes, H. Solberg, T. Bergeron, Physikal. Hydrodynamik. Berlin 1935, S. 483.
44. A. Schmauß, Die Substratosphäre. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm., VI, 1913, S. 153.

LEBENSLAUF

Am 25. März 1910 wurde ich als Sohn des Telegraphenassistenten Franz Lucht und seiner Ehefrau geb. Haß zu Bergen (Rügen) geboren. Ich bin deutscher Staatsangehöriger und evangelischer Konfession. Im März 1930 bestand ich an der Ernst-Moritz-Arndt-Oberrealschule in Bergen die Reifeprüfung und studierte im Anschluß daran vier Semester an der Hochschule für Lehrerbildung in Stettin. Danach war ich als Lehrer in Sellin auf Rügen tätig. 1938 ließ ich mich an der mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin immatrikulieren. Ich hörte Vorlesungen über Meteorologie, Ozeanographie, Geophysik, Physik und Erdkunde.

Meine Lehrer waren die Herren Professoren: Bartels, Defant, Ertel, Henning, Kähler, Kolhörster, Krebs, Lehmann, L. Möller, Orthmann, Stumpff, Wehnelt, Frh. v. Weizsäcker, Wüst und Zistler, denen ich allen meinen ergebensten Dank ausspreche, in erster Linie meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Dr. Ertel, auf dessen Anregung ich die vorliegende Arbeit angefertigt habe.